

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

par

Guy BURDET

Première Thèse

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE L'EFFET COMPTON DOUBLE

Deuxième Thèse

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Soutenues publiquement le 1^{er} Février 1963 devant la Commission d'Examen :

MM.	A. SARAZIN	Président
	J. LAFOUCRIERE	} Examinateurs
M ^{lle}	M. MAITROT	
M.	R. BOUCHEZ	Invité

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

par

Guy BURDET

Première Thèse

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE L'EFFET COMPTON DOUBLE

Deuxième Thèse

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Soutenues publiquement le 1^{er} Février 1963 devant la Commission d'Examen :

MM.	A. SARAZIN	Président
	J. LAFOUCRIERE	{ Examinateurs
M ^{lle}	M. MAITROT	
M.	R. BOUCHEZ	Invité

UNIVERSITÉ DE LYON - FACULTÉ DES SCIENCES



Doyens Honoraires

MM. LONGCHAMBON
DOUIN
MOUSSA
GAUTHIER

Professeurs Honoraires

MM. LOCQUIN	MM. MOUSSA
DE LAREMBERGUE	JAFFARD
DOEUVRE	DOUIN
SOLLAUD	EYRAUD Henri
MENTZER	

Doyen

M. BRACONNIER J.

Assesseur

M. N

Professeurs

MM. LONGCHAMBON	Minéralogie
DEJARDIN	Physique Générale
COURTY	Chimie-Physique
PRETTRE	Chimie Industrielle
KUHNER	Microbiologie et Mycologie
MALECOT	Mécanique Rationnelle et Appliquée
PARIS	Chimie Minérale
AUMERAS	Chimie
COLONGE	Chimie Organique
FLANDRIN	Géologie Appliquée
JANIN	Physique Expérimentale
BERNARD	Physique Industrielle

MM.	DUFAY Jean	Astronomie
	NIGON	Zoologie Expérimentale
	GAUTHIER Henri	Géologie Générale
	VIRET	Géologie Générale
	WAUTIER	Zoologie
	CHOPIN	Chimie Biologique
	CUEILLERON	Chimie
	BRACONNIER	Méthodes Mathématiques de la Physique
	EYRAUD Charles	Chimie-Physique Appliquée
	SARAZIN	Physique Nucléaire
	PERES	Physiologie
	MESNARD	Electronique
	GRANDMONTAGNE	Physique
	BOIDIN	Botanique
	BOUTILLIER	Minéralogie
	LAFOUCRIERE	Physique Nucléaire
	DREUX	Chimie Organique
	TEICHER	Chimie Industrielle
	PAVANS DE CECCATY	Zoologie
	DUFAY Maurice	Physique de l'Atmosphère
	MERLIN	Chimie Analytique
	FRAISSE	Mathématiques

Professeurs sans Chaire

MM.	GAUME	Physique
	PHILBERT	Physique Nucléaire
	COHEN-ADAD	Chimie
	DEPRAZ	Physique Nucléaire
	FERON	Mathématiques
	LAFORGUE	Physique
	DAVID Louis	Géologie Générale
	GAUTHIER Jean	Chimie
	LEGAY	Zoologie Expérimentale S. P. C. N.
	UZAN	Physique S. P. C. N.
	CHENEVOY	Géologie Appliquée

Maitres de Conférences

Mle	MAITROT	Physique
MM.	CHANEL	Psychophysiologie
	ASCH	Physique
	GINET	Zoologie
	MAURY	Mathématiques
	MICHEL	Minéralogie
Mme	ERICSON	Physique Générale
MM.	GEVIN	Géologie générale
	PONASSE	Mathématiques
	MARTEL	Mécanique
	CHERY	Physique
	LEFEBVRE	Mathématiques
	D'INCAN	Physique
	PERNET	Mathématiques
Mle	GAUTHERON	Chimie-Biologique
MM.	BERGEON	Physique C. S. U.
	MATHIEU	Mécanique des Fluides (Ecole Centrale)
	LUBET	Physiologie
	DUCET	Biologie Végétale
	ERBEIA	Physique
	DESCOTES	Chimie Organique
	PICARD	Mathématiques

Maitre de Conférences Adjoint

M.	PIERRON	Chimie
----	---------	--------

Secrétaire Principal Honoraire

M. ROUX

Secrétaire Principal

M. BURNET

Qu'il me soit permis de saluer la mémoire de Monsieur le Professeur J. THIBAUD qui fut à l'origine de cette thèse. Le respect qu'il m'avait inspiré est toujours intact.

Je remercie sincèrement Monsieur le Professeur A. SARAZIN, qui m'a encouragé à continuer et permis d'achever le travail que j'avais commencé avant qu'il ne vienne diriger l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon.

Mes remerciements vont aussi à Monsieur le Professeur LAFOUCRIERE qui m'a guidé dans l'élaboration de mes travaux théoriques et à Mademoiselle M. MAITROT, Maître de Conférences, dont la présence et les encouragements ont joué un rôle déterminant sans lequel ce travail n'aurait pu être fait.

Je remercie Monsieur le Professeur R. BOUCHEZ qui m'a accompagné attentivement et m'a honoré de sa présence dans mon Jury.

Je n'oublierai pas non plus tous mes amis Chercheurs et Techniciens qui ont participé grandement à mon travail par leurs conseils et leur aide technique, mais aussi pour le climat sympathique qu'ils ont toujours contribué à conserver dans le laboratoire.

Il m'a été possible de me consacrer à ces recherches grâce aux allocations du Centre National de la Recherche Scientifique.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41553208_0018

A la mémoire de mon père.

SOMMAIRE

C'est en 1934 que HEITLER et NORDHEIM ont envisagé pour la première fois la possibilité d'obtenir deux ou plusieurs photons lors de la collision d'un photon et d'un électron libre. L'électrodynamique quantique permet en effet d'envisager l'existence d'un tel phénomène, rompant ainsi tout à fait avec les théories classiques. Ce n'est d'ailleurs pas le seul effet multiple qui puisse être prévu, nous citerons par exemple : l'annihilation d'une paire en n photons, la production de n photons dans le rayonnement de freinage

Ces phénomènes s'ils pouvaient être facilement atteints par l'expérience, seraient un test précieux de la validité de l'électrodynamique quantique. Malheureusement il est très difficile de les mettre en évidence à cause de la multiplicité des particules de l'état final.

Ces productions multiples de particules sont maintenant bien établies dans le domaine des hautes énergies où malheureusement la théorie des champs calquée sur les méthodes de l'électrodynamique quantique n'a pu être construite valablement.

L'électrodynamique quantique est tout à fait confirmée par les résultats expérimentaux pour les phénomènes qu'elle décrit par des graphes du second ordre, comme l'effet Compton simple, mais la situation devient plus délicate lorsqu'il faut faire intervenir des graphes du troisième ordre comme ceux décrivant l'effet Compton double. Il apparaît alors des divergences du type infra-rouge, les sections efficaces deviennent infinies si l'un des

des photons émis à une énergie tendant vers zéro. Pour faire disparaître ce type de divergence il faut faire appel aux corrections radiatives faisant intervenir les graphes de self énergie du photon et de l'électron qui ont apporté la notion de renormalisation de la masse et de la charge de l'électron. Une fois renormalisée, comment se présente la théorie ? Dans le cas particulier du phénomène qui nous intéresse, elle nous précise que, dans le domaine où l'un des photons émis emporte une énergie très faible, la section efficace est en fait nulle, car il apparaît un terme infiniment grand mais de signe opposé à celui qui entraînait la divergence infra-rouge et qui vient de ce fait l'annuler. Mais le domaine à l'intérieur duquel les deux termes infinis se compensent n'a pas une borne supérieure définie : cette borne peut être assimilée à une masse nue non nulle du photon de valeur arbitraire et très faible. Même avec les corrections radiatives, la théorie n'est donc pas entièrement satisfaisante, puisqu'elle laisse subsister une limite arbitraire dans la définition du champ d'application des sections efficaces calculées.

Introduisons maintenant les paramètres qui vont nous servir à décrire l'effet que nous recherchons. Dans l'état initial un photon interagit avec un électron libre d'où l'introduction de deux quadrivecteurs p et k représentant l'énergie et l'impulsion de chacune des particules respectivement, l'état final est composé de trois particules : deux photons et un électron de recul représentés par les quadrivecteurs k_1 , k_2 et p' . La loi de conservation de l'impulsion - énergie nous montre que lorsque les directions de deux des particules de l'état final et l'énergie de l'une d'entre elles sont fixées, l'énergie de la seconde et le quadrivecteur de la troisième sont déterminés.

Comme nous ne nous intéresserons jamais à la direction prise par l'électron de recul, il nous suffit d'introduire comme paramètres géométriques les angles suivants : ϑ_1 angle de diffusion du premier photon par rapport à la direction incidente, ϑ_2 angle de diffusion du second photon par rapport à la direction incidente, ϑ_{12} angle entre les deux photons diffusés. Ces angles sont représentés figure 1.

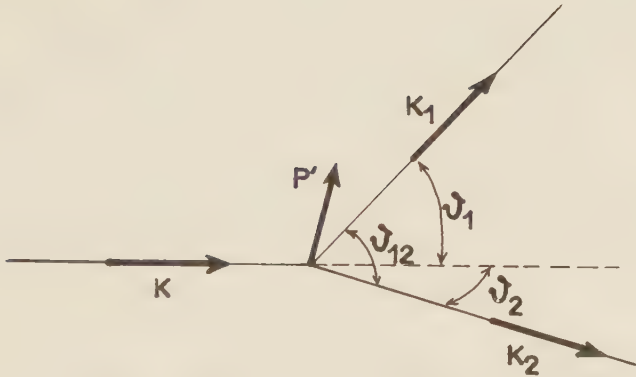


Figure 1 : Définition des paramètres géométriques.

D'après ce que nous venons de dire, pour décrire totalement l'état final correspondant à un état initial donné, il faudra faire varier, dans la section efficace, trois des paramètres intervenant dans cet état final, par exemple pour chacune des valeurs que pourra prendre l'énergie E_1 d'un des photons diffusés il faudra faire varier ϑ_1 et ϑ_2 de 0 à π .

Il est alors facile de comprendre les difficultés qu'il y a à décrire dans son ensemble un tel phénomène ce qui explique qu'il n'a donné lieu jusqu'à présent qu'à six publications portant sur des travaux théoriques. Il nous a paru intéressant de reprendre l'étude de la section efficace pour essayer d'en décrire ses variations en fonction de l'énergie incidente et son allure en fonction des diverses distributions angulaires des deux photons diffusés. La preuve expérimentale de l'existence d'un tel effet n'est pas non plus facile à faire. Il est caractérisé par l'émission simultanée d'un électron p' et de deux photons k_1 et k_2 dont les impulsions et les énergies sont liées par la

la de conservation habituelle. La présence de trois particules interdit l'existence de relations uniques entre les angles de diffusion et les énergies des particules comme il en existe dans l'effet simple, par exemple, où sous un angle donné est émis un photon d'énergie bien définie. Dans l'effet double, il faut s'attendre à ce que dans une direction donnée, le photon émis n'ait pas une énergie déterminée mais une énergie appartenant à un certain intervalle. Dans les expériences, il faudra donc s'appliquer à tenir compte au maximum des quelques caractères précis du phénomène qui sont : la simultanéité de l'émission et les bornes des intervalles d'énergies auxquels doivent appartenir les particules détectées sous les angles de diffusion considérés.

Le manque de particularité joint à la faible valeur de la section efficace qu'il faut attendre pour un effet du troisième ordre et à la petitesse des angles solides, nécessaire pour faire une analyse précise, n'ont pas donné lieu à beaucoup de tentatives de mise en évidence ; il n'existe en effet que quatre travaux expérimentaux portant sur deux configurations géométriques et sur l'émission d'un photon mou. Nous avons essayé de faire une étude plus générale de ce phénomène en passant en revue tous les types d'expérience dans lesquelles il pourrait apparaître et que nous pouvions réaliser : analyse d'un seul et des deux photons diffusés, de l'électron de recul et de l'énergie totale de trois particules.

Notre travail comporte donc une première partie dans laquelle nous établissons la section efficace de production de l'effet étudié en appliquant les principes de l'électrodynamique quantique. Nous mettons en évidence une quantité qui permet de décrire facilement les variations de la section efficace en fonction de la distribution angulaire des photons diffusés et de l'énergie incidente. Nous envisageons ensuite rapidement les effets de polarisation et passons au phénomène de divergence infra-rouge pour montrer comment il est exclu de la théorie.

Dans la deuxième partie, nous envisageons les divers types possibles d'expériences permettant de mettre en évidence cet effet en utilisant trois et deux détecteurs. Nous décrivons les expériences que nous avons réalisées et exposons les résultats obtenus.

Nous reprenons ces résultats dans la dernière partie pour les comparer aux prévisions théoriques au point de vue qualitatif et quantitatif.

PREMIÈRE PARTIE

ETUDE THÉORIQUE

INTRODUCTION

L'étude théorique d'un phénomène quelconque en physique corpusculaire se fait en deux étapes : la formulation de la section efficace de production du phénomène cherché et l'étude analytique ou numérique de cette dernière en fonction des paramètres qu'elle contient. Le phénomène qui nous intéresse met en jeu dans l'état initial un photon et un électron. La description des interactions de ce type est l'objet, comme nous l'avons déjà dit, de l'électrodynamique quantique. Cette théorie fait intervenir des champs libres : champ de Dirac pour les électrons et positons, champ de Maxwell pour les photons, ces champs sont en interaction avec une très faible constante de couplage : $\alpha = \frac{1}{137}$ dite "constante de structure fine". Elle n'a pu se développer qu'avec l'utilisation d'une approximation qui consiste à décomposer la matrice de diffusion en une série suivant les puissances de la constante de couplage. Chacun des termes de cette série est sensé représenter un phénomène physique, leur totalité décrivant les divers types d'interactions possibles entre les particules de l'état initial.

La possibilité d'obtenir deux photons diffusés lors de la rencontre d'un photon et d'un électron libre a donc été envisagée pour la première fois par HEITLER et NORDHEIM (He 34,54). Ils ont montré que, approximativement, le rapport des sections efficaces de la diffusion de deux photons et d'un seul est dans les cas non relativistes, c'est à dire lorsque l'énergie des photons incidents est suffisamment faible : $E \ll 1$, de l'ordre de $E^2/137$ et, dans les cas extrêmes relativistes, pour de grands angles de diffusion, de l'ordre de $1/137$.

Sur ce sujet nous trouvons ensuite chronologiquement :

- ELIEZER (El 46) qui a établi la section efficace différentielle exacte pour les cas où l'un des photons émis est mou.

- MANDL et SKYRME (Ma 52) qui ont calculé la section efficace différentielle et déterminé sa valeur numérique pour deux configurations géométriques et se sont surtout étendus sur l'étude numérique du cas où l'un des photons est mou.

- BROWN et FEYNMAN (Br 52) ont évalué la section efficace pour le cas de l'émission d'un photon mou dans le but de montrer la compensation apportée par les corrections radiatives de l'effet simple au phénomène de divergence infra-rouge présenté par l'effet double.

- DE TOLLIS et LIOTTA (To 57) qui ont établi la section dans le cas où les deux photons de l'état final sont identiques en énergie et impulsion pour montrer qu'il peut exister des phénomènes d'interférence réduisant la section efficace d'un facteur $1/4 \pi^2$ en plus du facteur $1/137$ par rapport à celle de l'effet simple. Notons toutefois que ce facteur qui provient de l'expression de la densité des états finaux, existe dans le cas général et n'est pas dû à un phénomène d'interférence.

- MAJUMDAR, MATHUR et DHAR (Ma 59) ont déterminé la section efficace de production de $n + 1$ photons dont n sont mous, et dernièrement :

CARRASSI et PASSATORE (Ca 60) qui ont calculé la section efficace par une méthode permettant de tenir compte de tous les états de polarisation de la totalité des particules participant au phénomène et d'en étudier les effets sur la section efficace.

Nous nous rendons compte que le cas de l'émission d'un photon mou a été le plus étudié parce que c'est un cas limite voisin de l'effet simple et qui semble favorisé par rapport aux cas où les photons se partagent l'énergie disponible. A la limite, lorsque l'énergie des photons émis tend vers zéro

ro, la section efficace devient d'ailleurs infiniment grande, c'est la catastrophe infra-rouge qui est un des types de divergence que contient l'électrodynamique quantique.

Il n'y a jamais eu d'étude du phénomène dans son ensemble en raison comme nous l'avons dit, du trop grand nombre de paramètres et de la complexité de la section efficace, ce qui ne permet que de faire des études numériques très longues.

Nous nous sommes attachés à établir la section efficace différentielle suivant les règles de l'électrodynamique quantique. Nous proposons un paramètre qui permet d'en faire une étude numérique assez générale, donnant une bonne idée de son allure en fonction de l'énergie incidente et de la distribution angulaire des deux photons diffusés. Nous décrivons ensuite rapidement les effets de polarisation qui peuvent intervenir et abordons le problème de la catastrophe infrarouge pour bien montrer son origine. Nous reprenons ensuite le calcul de la section efficace dans le cas particulier où l'un des photons émis est mou et indiquons comment se calcule le terme, provenant des corrections radiatives qui entraîne l'élimination de la divergence.

CHAPITRE I

ETABLISSEMENT DE LA SECTION EFFICACE DIFFÉRENTIELLE

I - Calcul de l'amplitude de la probabilité de transition -

Précisons tout d'abord les notations que nous utiliserons par la suite. Toutes les composantes des quadrvecteurs impulsion-énergie sont choisies réelles. La métrique est définie par le tenseur de MINKOWSKY g^{mn} :

$$\begin{aligned} g^{mn} &= 0 && \text{pour} && m \neq n \\ g^{11} &= g^{22} = g^{33} = -g^{00} = 1 \end{aligned} \quad (1)$$

Ainsi le produit scalaire de deux quadrvecteurs a de composantes (a_0, a_1, a_2, a_3) et $b(b_0, b_1, b_2, b_3)$ s'exprime :

$$\begin{aligned} (a, b) &= \sum_{0 \leq m, n \leq 3} g^{mn} a^m b^n \\ &= a_1 b_1 + a_2 b_2 + a_3 b_3 - a_0 b_0 \\ &= A.B - a_0 b_0 \end{aligned} \quad (2)$$

où les lettres majuscules A et B représentent les vecteurs du genre espace

de composantes (a_1, a_2, a_3) et (b_1, b_2, b_3) .

En électrodynamique quantique la production de deux photons dans l'effet Compton apparaît comme un processus du troisième ordre. L'élément de matrice décrivant la transition s'écrit selon la méthode de Feynman à partir des six graphes donnés figure 2.

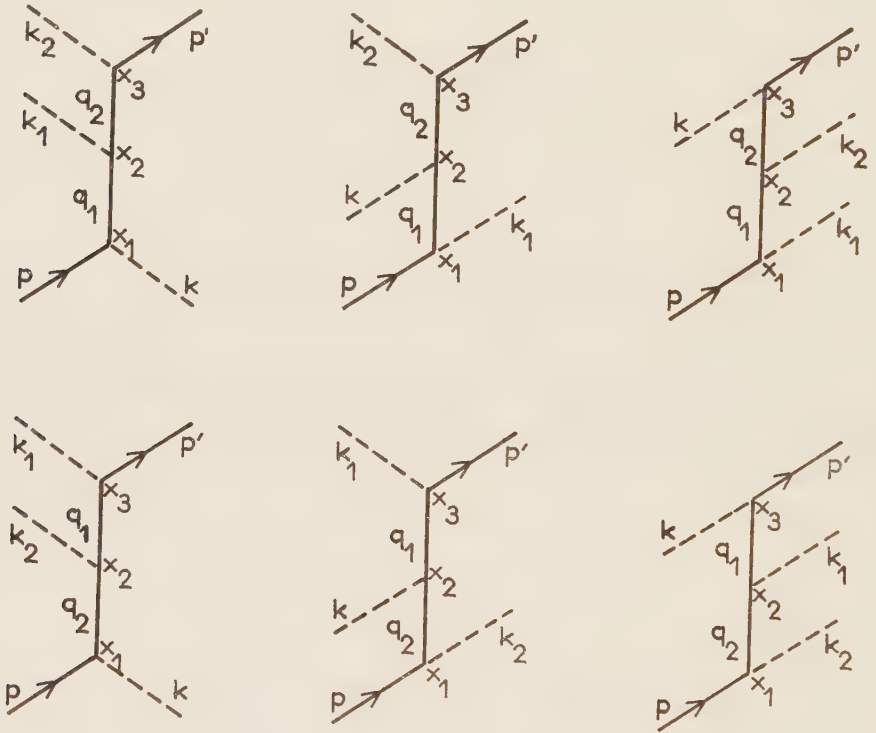


Figure 2 : Graphes de FEYNMAN pour l'effet Compton double.

Ces graphes représentent six processus chronologiques différant par l'ordre des connexions internes, mais identiques pour les particules réelles, donc indiscernables physiquement. Il faut ajouter les amplitudes correspondantes car

seule la somme a un sens.

Le premier graphe montre par exemple un électron de moment p dans l'état de spin $u(P)$ qui absorbe un photon de moment k et de polarisation $e(K)$ et émet deux photons de moments $k_1(e(K_1))$ et $k_2(e(K_2))$ pour se retrouver dans l'état final de moment p' et l'état de spin $u(P')$.

Le produit ordonné du troisième ordre, décrivant la diffusion d'un photon par un électron, a la forme suivante :

$$N = \bar{\Psi}(x_3) \hat{A}(x_3) < \Psi(x_3) \cdot \bar{\Psi}(x_2) >_0 \hat{A}(x_2) < \Psi(x_2) \cdot \bar{\Psi}(x_1) >_0 \hat{A}(x_1) \Psi(x_1) \quad (3)$$

où : $\Psi(x)$ est l'opérateur représentant le champ de Dirac, électron libre arrivant au point x , le départ d'un électron étant traduit par l'opérateur conjugué $\bar{\Psi}(x)$,

$\hat{A}(x)$ est l'opérateur représentant le champ électromagnétique, photon atteignant ou quittant le point x ,

$< \dots >_0$ est la valeur moyenne prise sur l'état de vide du produit chronologique de deux opérateurs, elle représente une ligne de photon ou d'électron interne, c'est à dire joignant deux points d'un graphe.

La somme des six produits ordonnés correspondants aux six graphes nous permet d'écrire l'élément de matrice déterminant la transition étudiée :

$$(p^4 k_1 k_2 / S^3 / pk) = \frac{e^3}{\hbar^3 c^3} \int dx_1 \cdot dx_2 \cdot dx_3$$

$$\begin{aligned} \bar{u}(P') \left[\exp(-ip'x_3) \hat{e}(k_2) \exp(-ik_2 x_3) (-1/2 S_F(x_3 - x_2)) \hat{e}(k_1) \exp(-ik_1 x_2) \right. \\ \cdot (-1/2 S_F(x_2 - x_1)) \hat{e}(k) \exp(ikx_1) \exp(ipx_1) \\ + \exp(-ip'x_3) \hat{e}(k_2) \exp(-ik_2 x_3) (-1/2 S_F(x_3 - x_2)) \hat{e}(k) \exp(ikx_2) \\ \cdot (-1/2 S_F(x_2 - x_1)) \hat{e}(k_1) \exp(-ik_1 x_1) \exp(ipx_1) \\ + \exp(-ip'x_3) \hat{e}(k) \exp(ikx_3) (-1/2 S_F(x_3 - x_2)) \hat{e}(k_2) \exp(-ik_2 x_2) \\ \cdot (-1/2 S_F(x_2 - x_1)) \hat{e}(k_1) \exp(ik_1 x_1) \exp(ipx_1) + (1 \leftrightarrow 2) \left. \right] u(P) \end{aligned} \quad (4)$$

Les S_F sont les fonctions de Feynman relatives aux lignes internes des graphes

$$1/2 S_F(x-y) = 1/(2\pi)^4 \cdot \int_F \frac{1}{\not{q} - i\mu} \exp(iq(x-y)) dq \quad (5)$$

avec : $\mu = mc/\hbar$

Le symbole $(1 \leftrightarrow 2)$ indique qu'il faut répéter les lignes précédentes en permutant les indices 1 et 2.

Le symbole $\hat{}$ sur un quadrivecteur indique la sommation du produit de ses composantes par les matrices Υ de Dirac, par exemple $q = \sum_{i=1}^4 \Upsilon_i \cdot q_i$ (6)

Nous explicitons les propagateurs des électrons virtuels et nous groupons séparément les exponentielles et les termes matriciels, il vient :

$$(p' k_1 k_2 / S^3 / pk) = \frac{e^3}{(2\pi)^3 c^3} \int dx_1 \cdot dx_2 \cdot dx_3 \cdot dq_1 \cdot dq_2$$

$$\begin{aligned} \overline{u}(P') \left[\exp i(q_2 - p' - k_2)x_3 \cdot \exp i(q_1 - q_2 - k_1)x_2 \cdot \exp i(p + k - q_1)x_1 \right. \\ \cdot \hat{e}(k_2)(\hat{q}_2 - i\mu)^{-1} \hat{e}(k_1)(\hat{q}_1 - i\mu)^{-1} \hat{e}(k) \\ + \exp i(q_2 - p' - k_2)x_3 \cdot \exp i(q_1 - q_2 + k)x_2 \cdot \exp i(p - k_1 - q_1)x_1 \\ \cdot \hat{e}(k_2)(\hat{q}_2 - i\mu)^{-1} \hat{e}(k)(\hat{q}_1 - i\mu)^{-1} \hat{e}(k_1) \\ + \exp i(q_2 - p' + k)x_3 \cdot \exp i(q_1 - q_2 - k_2)x_2 \cdot \exp i(p - k_1 - q_1) \\ \cdot \hat{e}(k)(\hat{q}_2 - i\mu)^{-1} \hat{e}(k_2)(\hat{q}_1 - i\mu)^{-1} \hat{e}(k_1) \left. + (1 \longleftrightarrow 2) \right] u(P) \end{aligned} \quad (7)$$

Intégrons maintenant par rapport à x_1, x_2, x_3 :

$$(p' k_1 k_2 / S^3 / pk) = \frac{(2\pi)^4 e^3}{\hbar^3 c^3} \int dq_1 \cdot dq_2$$

$$\begin{aligned} \overline{u}(P') \left[\delta(q_2 - p' - k_2) \delta(q_1 - q_2 - k_1) \delta(p + k - q_1) \cdot \hat{e}_2(\hat{q}_2 - i\mu)^{-1} \hat{e}_1(\hat{q}_1 - i\mu)^{-1} \hat{e} \right. \\ + \delta(q_2 - p' - k_2) \delta(q_1 - q_2 + k) \delta(q - k_1 - q_1) \cdot \hat{e}_2(\hat{q}_2 - i\mu)^{-1} \hat{e}(\hat{q}_1 - i\mu)^{-1} \hat{e}_1 \\ + \delta(q_2 - p' + k) \delta(q_1 - q_2 - k_2) \delta(p - k_1 - q_1) \cdot \hat{e}(\hat{q}_2 - i\mu)^{-1} \hat{e}_2(\hat{q}_1 - i\mu)^{-1} \hat{e}_1 \\ \left. + (1 \longleftrightarrow 2) \right] u(P) \end{aligned} \quad (8)$$

Après intégration par rapport à q_1 et q_2 , il vient :

$$(p' k_1 k_2 / S^3 / pk) = \frac{(2\pi)^4 e^3}{\hbar^3 c^3} \delta(p + k - p' - k_1 - k_2)$$

$$\begin{aligned} \overline{u}(P') \left[\hat{e}_2(\hat{p}' + \hat{k}_2 - i\mu)^{-1} \hat{e}_1(\hat{p} + \hat{k} - i\mu)^{-1} \hat{e} + \hat{e}_2(\hat{p}' + \hat{k}_2 - i\mu)^{-1} \hat{e}(\hat{p} - \hat{k}_1 - i\mu)^{-1} \hat{e}_1 \right. \\ + \hat{e}(\hat{p}' - \hat{k} - i\mu)^{-1} \hat{e}_2(\hat{p} - \hat{k}_1 - i\mu)^{-1} \hat{e}_1 + (1 \longleftrightarrow 2) \left. \right] u(P) \end{aligned} \quad (9)$$

$$= \frac{(2\pi)^4 e^3}{\hbar^3 c^3} \delta(p + k - p' - k_1 - k_2) u(P'), O. u(P)$$

Remarques -

- Nous ne sommerons pas dès maintenant sur la polarisation des photons comme l'ont fait MANDL et SKYRME et nous conserverons les états de polarisation jusque dans la section finale pour étudier la façon dont ils y interviennent.

- Nous ne restreignons pas la généralité en poursuivant les calculs dans un système de référence attaché à l'électron initial qui se confond avec le système du laboratoire si nous supposons l'électron initial au repos, ce qui est généralement valable expérimentalement, p a donc pour composantes : $(0, 0, 0, i\mu)$.

- Par un choix convenable de transformation de jauge, nous pouvons n'attribuer aux vecteurs polarisation que des composantes du genre espace, ce qui entrainera : $e.p = 0$, et ainsi :

$$\hat{e} \hat{p} = - \hat{p} \hat{e} \quad (10)$$

Dans 0, multiplions chaque terme haut et bas par la quantité conjuguée de son dénominateur :

$$\begin{aligned} 0 = & \hat{e}_2 \frac{\hat{p}' + \hat{k}_2 + i\mu}{(p'+k_2)^2 + \mu^2} \hat{e}_1 \frac{\hat{p} + \hat{k} + i\mu}{(p+k)^2 + \mu^2} \hat{e} + \hat{e}_2 \frac{\hat{p} + \hat{k}_2 + i\mu}{(p'+k_2)^2 + \mu^2} \hat{e} \frac{\hat{p} - \hat{k}_1 + i\mu}{(p-k_1)^2 + \mu^2} \\ & + \hat{e} \frac{\hat{p}' - \hat{k} + i\mu}{(p'-k)^2 + \mu^2} \hat{e}_2 \frac{\hat{p} - \hat{k}_1 + i\mu}{(p-k_1)^2 + \mu^2} \hat{e}_1 + (1 \longleftrightarrow 2) \end{aligned} \quad (11)$$

En tenant compte des propriétés des particules libres :

$$p^2 + \mu^2 = 0, \quad k^2 = 0 \quad (12)$$

nous obtenons :

$$\begin{aligned} (p' + k_2)^2 + \mu^2 &= p'^2 + \mu^2 + k_2^2 + 2p'k_2 = 2p'k_2 \\ (p - k_1)^2 + \mu^2 &= p^2 + \mu^2 + k_1^2 - 2pk_1 = -2pk_1, \text{ etc } \dots \end{aligned} \quad (13)$$

D'autre part, l'équation (10) nous permet de montrer que les termes en $\hat{p} - i\mu$ qui sont appliqués à $u(P)$ disparaissent, c'est l'équation de Dirac, et O se réduit à :

$$O = \frac{\hat{e}_2(\hat{p}' + \hat{k}_2 + i\mu)\hat{e}_1\hat{k}\hat{e}}{4pk \cdot p'k_2} + \frac{\hat{e}_2(\hat{p}' + \hat{k}_2 + i\mu)\hat{e}\hat{k}_1\hat{e}_1}{4pk_1 \cdot p'k_2} + \frac{\hat{e}(\hat{p}' - \hat{k}_1 + i\mu)\hat{e}_2\hat{k}_1\hat{e}_1}{4pk_1 \cdot p'k} + (1 \leftrightarrow 2) \quad (14)$$

La loi de conservation de l'impulsion-énergie donne :

$$p + k = p' + k_1 + k_2 \quad (15)$$

ce qui permet de simplifier encore une fois comme ci-dessous :

$$\begin{aligned} O &= \frac{\hat{e}_2\hat{e}_1\hat{e}}{2p'k_2} + \frac{\hat{e}_2(\hat{k} - \hat{k}_1)\hat{e}_1\hat{k}\hat{e}}{4pk \cdot p'k_2} + \frac{\hat{e}_2\hat{e}\hat{e}_1}{2p'k_2} + \frac{\hat{e}_2(\hat{k} - \hat{k}_1)\hat{e}\hat{k}_1\hat{e}_1}{4pk_1 \cdot p'k_2} \\ &+ \frac{\hat{e}\hat{e}_2\hat{e}_1}{2p'k} + \frac{\hat{e}(\hat{k}_1 + \hat{k}_2)\hat{e}_2\hat{k}_1\hat{e}_1}{4pk_1 \cdot p'k} + (1 \leftrightarrow 2) \end{aligned} \quad (16)$$

Nous allons pouvoir mettre O sous la forme $O = \sum_{i=1}^6 \hat{A}_i + \hat{B}_i$ en posant :

$$\begin{aligned} \hat{A}_1 &= -(2p'k_2)^{-1} \cdot \hat{e}_2\hat{e}_1\hat{e} & \hat{B}_1 &= (4pk \cdot p'k_2)^{-1} \cdot \hat{e}_2(\hat{k} - \hat{k}_1)\hat{e}_1\hat{k}\hat{e} \\ \hat{A}_2 &= -(2p'k_2)^{-1} \cdot \hat{e}_2\hat{e}\hat{e}_1 & \hat{B}_2 &= -(4pk_1 \cdot p'k_2)^{-1} \cdot \hat{e}_2(\hat{k}_1 - \hat{k})\hat{e}\hat{k}_1\hat{e}_1 \\ \hat{A}_3 &= (2p'k)^{-1} \cdot \hat{e}\hat{e}_2\hat{e}_1 & \hat{B}_3 &= (4pk_1 \cdot p'k)^{-1} \cdot \hat{e}(\hat{k}_1 + \hat{k}_2)\hat{e}_2\hat{k}_1\hat{e}_1 \end{aligned} \quad (18)$$

$$\hat{A}_4 = \hat{A}_1(1 \leftrightarrow 2)$$

$$\hat{B}_4 = \hat{B}_1(1 \leftrightarrow 2)$$

$$\hat{A}_5 = \hat{A}_2(1 \leftrightarrow 2)$$

$$\hat{B}_5 = \hat{B}_2(1 \leftrightarrow 2)$$

$$\hat{A}_6 = \hat{A}_3(1 \leftrightarrow 2)$$

$$\hat{B}_6 = \hat{B}_3(1 \leftrightarrow 2)$$

Nous introduirons encore une notation qui permet de séparer les parties scalaires et matricielles des A_i et B_i :

$$\hat{A}_i = \alpha_i \cdot \hat{e}_i^1 \hat{e}_i^2 \hat{e}_i^3 \quad \hat{B}_i = \beta_i \cdot \hat{e}_i^1 \hat{k}_i^1 \hat{e}_i^2 \hat{k}_i^2 \hat{e}_i^3 \quad (19)$$

et nous pouvons poser :

$$k_i^1 = k_i^2 + h_i$$

Par exemple pour $i = 1$, en nous reportant aux relations (18), nous voyons que

$$\hat{e}_{(i=1)}^1 = \hat{e}_2 \quad \hat{e}_{(i=1)}^2 = \hat{e}_1 \quad \hat{e}_{(i=1)}^3 = \hat{e} \quad \alpha_{(i=1)} = -(2p' \cdot k_2)^{-1}$$

et :

$$\beta_{(i=1)} = (4pk \cdot p'k_2)^{-1}$$

L'indice supérieur d'un e_i indique son rang dans le terme considéré.

II - Calcul de la probabilité de transition -

La probabilité de transition est le carré de l'amplitude de probabilité. Comme nous ne sommes pas intéressés par l'état de spin des électrons finaux, nous ferons la sommation de ces divers états et nous supposons qu'il existe autant d'électrons initiaux dont la composante de spin suivant une cer -

taine direction est $+1/2\hbar$ que de ceux pour laquelle est $-1/2\hbar$, nous ferons la moyenne de ces deux états.

Ces opérations se ramènent au calcul d'une certaine trace en utilisant les opérateurs de projection. La probabilité de transition M est proportionnelle à :

$$M \sim 1/2 \cdot \sum \left| u(P') \cdot O \cdot u(P) \right|^2 = 1/2 \operatorname{Tr} \cdot \bar{O} \frac{\hat{p} + i\mu}{2i\mu} O \frac{\hat{p} + i\mu}{2i\mu} \quad (20)$$

Nous rappelons ici la méthode de calcul des traces de matrices de Dirac qui s'appuie sur les relations suivantes :

$$\operatorname{Tr}(\hat{a}_1 \dots \hat{a}_n) = - \operatorname{Tr}(\hat{a}_1 \dots \hat{a}_j \hat{a}_{j-1} \dots \hat{a}_n) + 2(a_{j-1} a_j) \cdot \operatorname{Tr}(\hat{a}_1 \dots \hat{a}_{j-2} \hat{a}_{j+1} \dots \hat{a}_n) \quad (21)$$

$$\operatorname{Tr}(\hat{a}_1 \dots \hat{a}_n) = \operatorname{Tr}(\hat{a}_n \hat{a}_{n-1} \dots \hat{a}_2 \hat{a}_1) \quad (22)$$

$$\operatorname{Tr}(\hat{a}_1 \dots \hat{a}_n) = \operatorname{Tr}(\hat{a}_2 \dots \hat{a}_n \hat{a}_1) \quad (23)$$

De 21 et 23 nous déduisons :

$$\begin{aligned} \operatorname{Tr}(\hat{a}_1 \dots \hat{a}_n) &= (a_1 a_2) \cdot \operatorname{Tr}(\hat{a}_3 \dots \hat{a}_n) \\ &\quad - (a_1 a_3) \cdot \operatorname{Tr}(\hat{a}_2 \hat{a}_4 \dots \hat{a}_n) \\ &\quad + (a_1 a_4) \cdot \operatorname{Tr}(\hat{a}_2 \hat{a}_3 \hat{a}_5 \dots \hat{a}_n) \\ &\quad - \dots \dots \dots \end{aligned} \quad (24)$$

Nous noterons aussi que la trace du produit d'un nombre impair de matrice γ est nul, et que :

$$\operatorname{Tr}(\hat{a}_1 \hat{a}_2) = 4 (a_1 a_2) \quad (25)$$

En utilisant la loi de conservation de l'impulsion-énergie, nous avons :

$$M \sim 1/2. \text{Tr.} (\bar{O} \frac{\hat{p}+i\mu}{2i\mu} O \frac{\hat{p}+i\mu}{2i\mu} + \bar{O} \frac{\hat{k}-\hat{k}_1-\hat{k}_2}{2i\mu} O \frac{\hat{p}+i\mu}{2i\mu}) \quad (26)$$

Dans le premier terme permutons p avec O qui contient un nombre impair de matrices :

$$\begin{aligned} \bar{O} (\hat{p}+i\mu) O (\hat{p}+i\mu) &= \bar{O} (\hat{p}+i\mu) (-\hat{p}+i\mu) O + R \\ &= R - \bar{O} (p^2 + \mu^2) O \\ &= R \end{aligned} \quad (27)$$

R résulte de la permutation de p avec les matrices de O avec lesquelles elle n'anticommute pas :

$$R = \sum_{j=1}^6 \beta_j \left[-2(pk_j^1) \text{Tr.} \bar{O} \hat{p} \hat{e}_j^1 \hat{e}_j^2 \hat{k}_j^2 \hat{e}_j^3 - 2(pk_j^2) \text{Tr.} \bar{O} \hat{p} \hat{e}_j^1 \hat{k}_j^1 \hat{e}_j^2 \hat{e}_j^3 \right] \quad (28)$$

Dans le second terme nous éliminons les produits d'un nombre impair de matrices γ qui sont nuls, nous posons :

$$K = k - k_1 - k_2$$

il reste :

$$\begin{aligned} M &\sim \frac{-1}{8\mu^2} \text{Tr.} (\bar{O} \hat{K} O \hat{p} + R) \\ M &\sim \frac{-1}{8\mu^2} \sum_{i,j=1} \left[\text{Tr.} (\bar{A}_i + \bar{B}_i) \hat{K} (\hat{A}_j + \hat{B}_j) \hat{p} \right. \\ &\quad - 2\beta_j (pk_j^1) \text{Tr.} (\bar{A}_i + \bar{B}_i) \hat{p} \hat{e}_j^1 \hat{e}_j^2 \hat{k}_j^2 \hat{e}_j^3 \\ &\quad \left. - 2\beta_j (pk_j^2) \text{Tr.} (\bar{A}_i + \bar{B}_i) \hat{p} \hat{e}_j^1 \hat{k}_j^1 \hat{e}_j^2 \hat{e}_j^3 \right] \end{aligned} \quad (29)$$

$$M \sim \frac{1}{8\mu^2} \sum_{i,j=1}^6 S_{ij} = \frac{1}{8\mu^2} \cdot X \quad (30)$$

Après avoir déterminé le terme général S_{ij} il faudra effectuer la sommation sur les 36 couples de valeurs prises par les indices i et j . Cette somme va être simplifiée par l'utilisation des propriétés suivantes : si dans B_1 , par exemple, nous permutons e avec e_1 , K avec $-k_1$, nous obtenons B_2 ; nous avons ainsi à notre disposition trois transformations :

- (0, 1) : permutation de e et e_1 , k et $-k_1$,
- (0, 2) : permutation de e et e_2 , k et $-k_2$,
- (1, 2) : permutation des indices 1 et 2, e_1 avec e_2 , k_1 avec k_2

Nous résumons dans le tableau ci-dessous (figure 3) la façon de passer d'un terme à un autre suivant son indice. Les trois transformations sont symbolisées par les trois directions indiquées par les flèches dans le tableau :

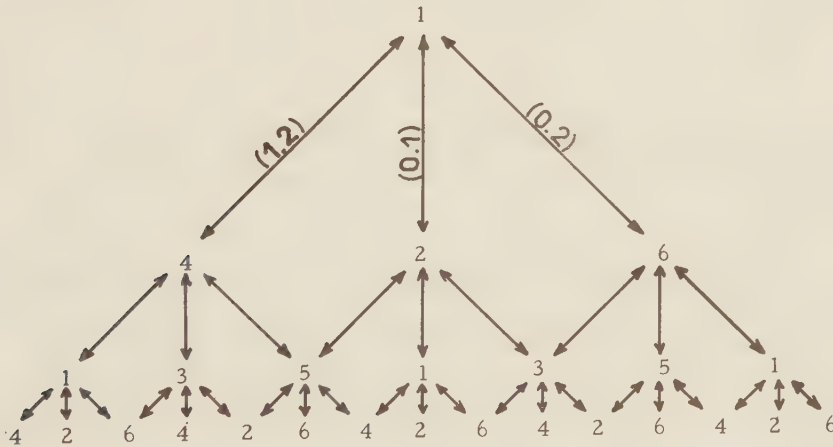


Figure 3 : Définition des transformations applicables aux indices.

Appliquons maintenant ces transformations au terme général de la somme :
soit, par exemple, le terme S_{12} , par l'application $(0, 1)$, nous obtenons S_{21} ;
à la somme $S_{12} + S_{21}$ nous appliquons $(1, 2)$ ceci nous donne $S_{45} + S_{54}$, l'ap-
plication de $(0, 2)$ aurait donne $S_{63} + S_{36}$. Ainsi l'utilisation successive des
trois transformations nous permet d'obtenir six termes à partir du calcul d'
un seul. Nous résumons dans le tableau ci-dessous (figure 4) comment nous
pouvons obtenir les 36 termes à partir du calcul de six d'entre eux.

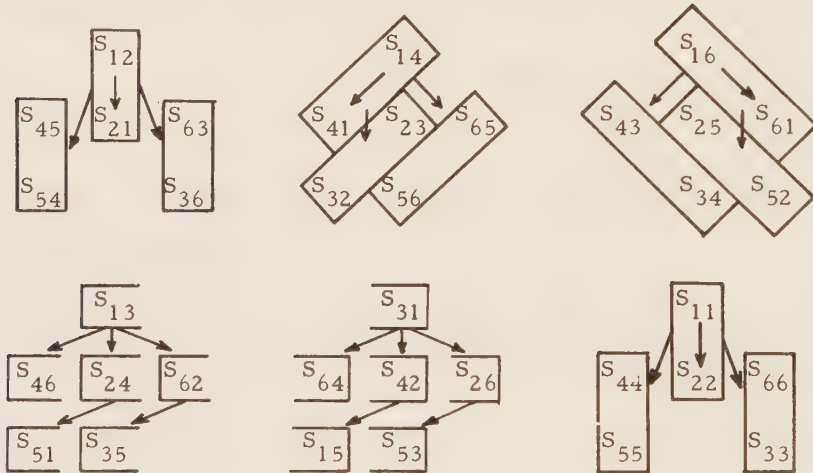


Figure 4 : Application des transformations au calcul des termes S_{ij} .

Dans l'expression du terme général intervenant dans la probabi-
lité de transition que nous obtenons par l'application des formules (21) à (24)
il suffit de donner aux $\alpha_i, \beta_i, h_i, k_i^2, e_i^j$ leurs valeurs tirées des équations (18)
avec les conventions exprimées dans la formule (19) pour les valeurs de l'indi-
ce i désirées. Nous avons :

$$\begin{aligned}
 S_{ij} = & \left[-\alpha_i \alpha_j (pk) - 2\alpha_i \beta_j \left[(ph_j)(k_j^2 K) - (pk_j^2)(h_j K) - (pK)(h_j k_j^2) \right] \right. \\
 & -\beta_i \beta_j \left[(pK)(h_i h_j)(k_i^2 k_j^2) - (pK)(h_i k_j^2)(h_j k_i^2) + (pK)(h_i k_i^2)(h_j k_j^2) \right. \\
 & - (ph_j)(h_i K)(k_i^2 k_j^2) + (ph_j)(h_i k_j^2)(k_i^2 K) - (ph_j)(h_i k_i^2)(k_j^2 K) \\
 & + (pk_j^2)(h_i K)(h_j k_i^2) - (pk_j^2)(h_i h_j)(k_i^2 K) + (pk_j^2)(h_i k_i^2)(h_j K) \\
 & - (ph_i)(h_j K)(k_i^2 k_j^2) + (ph_i)(h_j k_i^2)(k_j^2 K) - (ph_i)(k_i^2 K)(h_j k_j^2) \\
 & \left. + (pk_i^2)(h_i K)(h_j k_j^2) - (pk_i^2)(h_i h_j)(k_j^2 K) + (pk_i^2)(h_j K)(h_i k_j^2) \right] \\
 & - 2\beta_i \beta_j \left[(ph_i)(pk_j^2)(h_j k_i^2) - (pk_i^2)(pk_j^2)(h_i h_j) \right. \\
 & \left. + (ph_j)(pk_i^2)(h_i k_j^2) - (ph_i)(ph_j)(k_i^2 k_j^2) \right] \left. \right] \cdot \text{Tr} \left[\hat{e}_i^3 \hat{e}_i^2 \hat{e}_i^1 \hat{e}_j^1 \hat{e}_j^2 \hat{e}_j^3 \right] \quad (31)
 \end{aligned}$$

Dans l'expression de S_{ij} nous n'avons pas fait figurer les produits scalaires du type $(e_i^m k_j^n)$. Nous avons vérifié que les termes de ce type disparaissent de l'expression finale de la probabilité de transition seulement sur une partie d'entre eux: ceux qui contiennent en facteur les produits scalaires $(16(pk_1)^2(pk_2)^2)^{-1}$. L'application des transformations proposées entraîne aussi la disparition des termes ayant en facteur les produits : $(16(pk^2)(pk_1)^2)^{-1}$ et $(16(pk^2)(pk_2)^2)^{-1}$. La démonstration est simple mais très longue, il faut développer entièrement, suivant les formules (21) à (25), l'expression :

$$\begin{aligned}
 & \sum_{i,j=3,6} \text{Tr} \bar{B}_i \hat{K} \hat{B}_j \hat{p} \\
 & - 2\beta_i (pk_j^1) \cdot \text{Tr}(\bar{B}_i \hat{p} \hat{e}_j^1 \hat{e}_j^2 \hat{K}_j^2 \hat{e}_j^3) \\
 & - 2\beta_j (pk_i^2) \cdot \text{Tr}(\bar{B}_i \hat{p} \hat{e}_j^1 \hat{K}_j^1 \hat{e}_j^2 \hat{e}_j^3)
 \end{aligned}$$

Nous constatons qu'un grand nombre de termes disparaît, à l'exception de ceux qui peuvent être regroupés sous la forme :

$$\begin{aligned} \sum_{i,j=3,6} \beta_i \beta_j & \left[(pk)(k_i^1 k_j^1)(k_i^2 k_j^2) - (pK)(k_i^1 k_j^2)(k_i^2 k_j^1) + (pK)(k_i^1 k_i^2)(k_j^1 k_j^2) \right. \\ & + (pk_j^2)(k_i^1 K)(k_i^2 k_j^1) - (pk_j^2)(k_i^1 k_j^1)(k_i^2 K) + (pk_j^2)(k_i^1 k_i^2)(k_j^1 K) \\ & - (pk_j^1)(k_i^1 K)(k_i^2 k_j^2) + (pk_j^1)(k_i^1 k_j^2)(k_i^2 K) - (pk_j^1)(k_i^1 k_i^2)(k_j^2 K) \\ & - (pk_i^1)(k_j^1 k_j^2)(k_i^2 K) + (pk_i^1)(k_j^1 k_i^2)(k_j^2 K) - (pk_i^1)(k_j^1 K)(k_i^2 k_j^2) \\ & \left. + (pk_i^2)(k_j^1 k_j^2)(k_i^1 K) - (pk_i^2)(k_i^1 k_j^1)(k_j^2 K) + (pk_i^2)(k_j^1 K)(k_i^1 k_j^2) \right] \\ & - 2 \beta_i \beta_j \left[(pk_i^1)(pk_j^2)(k_j^1 k_i^2) - (pk_j^2)(pk_j^2)(k_i^1 k_i^1) \right. \\ & \left. + (pk_j^1)(pk_i^2)(k_i^1 k_j^2) - (pk_i^1)(pk_i^1)(k_i^2 k_j^2) \right] \end{aligned}$$

et qui figurent dans l'expression (31) de S_{ij} .

Avant de donner l'expression de X obtenue à partir du terme général S_{ij} en sommant sur les 36 valeurs prises par le couple d'indices ij , nous poserons :

$$\begin{aligned} pk_1 &= -a_1 & pk_2 &= -a_2 & pk &= a \\ p'k_1 &= b_1 & p'k_2 &= b_2 & p'k &= -b \\ kk_1 &= d_2 & kk_2 &= d_1 & k_1 k_2 &= -d \end{aligned} \quad (32)$$

Ces neufs paramètres satisfont aux relations :

$$\sum_{i=1}^3 a_i = \sum_{i=1}^3 b_i = \sum_{i=1}^3 d_i \quad (33)$$

Finalement nous obtenons :

$$X = U + 4 (ee_1)(ee_2)(e_1e_2). \quad V + \sum (e_je_k)^2. \quad W \quad (34).$$

avec :

$$\begin{aligned} U = & -2 \sum a_i \cdot \sum \frac{1}{b_i^2} - 6 \sum \frac{c_{i2}}{b_i^2} + 2 \sum \frac{a_j c_j}{a_k b_i^2} + \frac{1}{a_1 a_2 a_3} \sum \frac{(a_i c_i)^2}{b_i} \\ & - 3 \sum \frac{a_i c_i}{a_j b_i^2} - \frac{1}{b_1 b_2 b_3} \left(\sum a_i \right)^2 + \sum \frac{c_i}{b_i b_j} + 1/2 \frac{1}{b_1 b_2 b_3} \sum a_i \sum \frac{a_i c_i^2}{a_j a_k} \\ & - \frac{1}{b_1 b_2 b_3} \sum a_i \sum \frac{c_i c_j}{a_k} + \sum \frac{c_j}{b_i b_j} + 1/2 \sum \frac{c_k}{b_i b_j} \\ & - \sum \frac{a_j c_j}{a_i b_j b_k} + \sum \frac{c_j c_k}{a_i b_j b_k} + \sum \frac{a_j c_i}{a_k b_i^2} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} V = & \sum \frac{c_i}{b_j b_k} - \frac{1}{b_1 b_2 b_3} \left(\sum a_i \right)^2 + \sum \frac{c_j}{b_i b_j} + 1/2 \frac{1}{b_1 b_2 b_3} \cdot \sum a_i \cdot \\ & \cdot \sum \frac{a_i c_i^2}{a_j a_k} - \frac{1}{b_1 b_2 b_3} \cdot \sum a_i \cdot \sum \frac{c_i c_j}{a_k} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} W = & -2 \frac{c_i}{b_i^2} - \frac{1}{b_i^2} \cdot \sum a_i - 1/2 \left(\sum \frac{1}{b_i} \right) \frac{a_i c_i^2}{a_j a_k b_i} + \frac{c_i c_j}{a_k b_i^2} - \frac{a_j c_j^2}{a_i a_k b_j b_k} \\ & + \frac{1}{b_1 b_2 b_3} \left(\sum a_i \right) \frac{c_i c_j}{a_k} + \frac{a_i c_i}{b_i} \left(\sum \frac{1}{a_i b_j} \right) - \frac{a_j c_j}{a_k b_i} \left(\sum \frac{1}{b_i} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & - \frac{c_i}{b_i} \sum \frac{1}{b_i} + \frac{a_j c_j}{a_k b_i b_k} + 1/2 \sum \frac{c_i}{b_j b_k} + \frac{1}{b_1 b_2 b_3} \left(\sum a_i \right)^2 \\
 & + \sum \frac{a_j c_k}{a_i b_i b_j} + \sum \frac{c_k}{b_i b_j} + 1/2 \left(\sum a_i \right) \left(\sum \frac{a_i c_i}{a_j a_k b_j b_k} \right) - 1/2 \sum \frac{a_i c_i (a_i + c_i)}{a_j a_k b_j b_k} \\
 & - \sum \frac{c_j}{b_i b_j} - \left(\sum a_i \right) \left(\sum \frac{c_k}{a_i b_i b_j} \right)
 \end{aligned}$$

où toutes les sommations sont faites avec la convention :

$$i, j, k = 1, 2, 3 \quad i \neq j \neq k$$

Dans X apparaissent deux sortes de termes : ceux dépendants de la polarisation des photons en facteur de V et W, et ceux qui n'en dépendent pas contenus dans U. Il en est de même pour l'effet simple où la formule de Klein-Nishina contient en facteur :

$$k/k' + k'/k - 2 + 4(ee')^2$$

mais dans ce cas le terme $4(ee')^2$ est indépendant des énergies et après sommation donne un terme constant par rapport auquel il est facile de comparer les valeurs de $k/k' + k'/k - 2$ en fonction de k et d'en déduire les effets de polarisation. Pour l'effet double seule la comparaison des valeurs numériques prises dans les deux ensembles de termes permettra de faire la même étude.

III - Sommation sur les états de polarisation des photons -

Pour tenir compte du fait qu'expérimentalement nous détectons les photons diffusés quelle que soit leur polarisation et que nous supposons celles du faisceau incident distribuées isotropiquement dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation, nous en ferons la moyenne dans l'état initial et la somme dans l'état final.

Nous supposons des vecteurs polarisation dirigés suivant deux directions perpendiculaires et nous noterons $\sum_{2e}$ le fait de supposer dans X le photon polarisé successivement suivant les directions orthogonales 1 et 2 (figure 5).

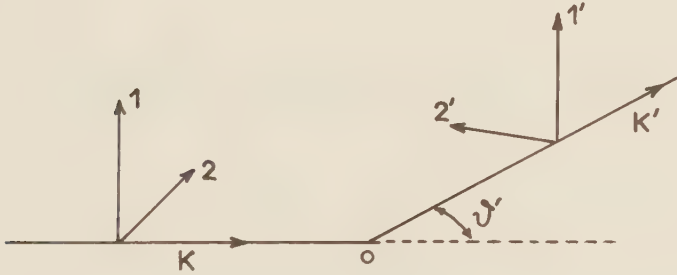


Figure 5 : Définition des vecteurs polarisation.

Nous aurons donc :

$$1/2 \sum_{2e} (ee^t) = 1/2 \left[(e_1 e_1^t) + (e_2 e_2^t) \right] \quad (35)$$

$$1/2 \sum_{2e} \sum_{2e'} (ee^t) = 1/2 \left[(e_1 e_1^t) + (e_1 e_2^t) + (e_2 e_1^t) + (e_2 e_2^t) \right] \quad (36)$$

Pour faciliter les calculs, nous particularisons les repères de façon à ce que les directions 1 et 1' se trouvent confondues, les direction 2 et 2' se trouvant dans le plan k, k' et faisant entre elles l'angle $\pi - \Theta'$, nous avons :

$$1/2 \sum_{2e} \sum_{2e'} (ee') = 1/2 \left[1 + \cos (\pi - \vartheta') \right] = 1/2 (1 - \cos \vartheta') \quad (37)$$

$$\begin{aligned} 1/2 \sum_{2e} \sum_{2e'} (ee')^2 &= 1/2 \left[(e_1 e_1')^2 + (e_1 e_2')^2 + (e_2 e_1')^2 + (e_2 e_2')^2 \right] \\ &= 1/2 \left[1 + \cos^2 \vartheta' \right] \end{aligned} \quad (38)$$

en tenant compte de ce que les vecteurs polarisation sont des vecteurs unitaires.

Les termes indépendants des e_i se trouvent tout simplement multipliés par deux du fait de la superposition des deux états finaux des photons.

Dans X le terme $(e_i e_j)^2$ est à remplacer par :

$$1/2 \left[1 + \cos^2 \vartheta_{ij} \right]$$

où ϑ_{ij} est l'angle entre les directions de propagations des photons de polarisations e_i et e_j . Les facteurs $(ee_1)(ee_2)(e_1 e_2)$ deviennent :

$$1/2 (1 - \cos \vartheta_1)(1 - \cos \vartheta_2) (1 - \cos \vartheta_{12})$$

Donc :

$$\begin{aligned} &= U + 1/2 (1 - \cos \vartheta_1)(1 - \cos \vartheta_2)(1 - \cos \vartheta_{12}). V \\ &+ 1/2 \left[1 + \cos^2 \vartheta_{ij} \right]. W \end{aligned} \quad (39)$$

IV - Calcul de la section efficace différentielle -

Avant de déterminer la section efficace, il nous faut évaluer la probabilité de transition par unité de temps et de volume à des états finaux de densité ρ , elle est donnée par :

$$w = (2\pi)^4 c \int d\rho \cdot \delta(p+k-p'-k_1-k_2) \frac{e^6}{\hbar^6 c^6} \cdot \frac{1}{\mu^2} X \quad (40)$$

où pour deux photons et un électron :

$$d\rho = \frac{1}{(2\pi)^9} \frac{mc^2}{|E'|} \frac{\hbar c}{2k_1^0} \frac{\hbar c}{2k_2^0} dP' \cdot dK_1 \cdot dK_2 \quad (41)$$

Introduisons la constante de structure fine α et le rayon coulombien de l'électron r_0 :

$$\alpha = e^2 / \hbar c \quad r_0 = e^2 / \hbar c \mu \quad (42)$$

Nous avons :

$$w = \alpha r_0^2 (2\pi)^2 \int \frac{c}{4k_1^0 k_2^0 p'_0} X \cdot \delta(p+k-p'-k_1-k_2) dP' \cdot dK_1 \cdot dK_2 \quad (43)$$

puisque :

$$E' = \hbar c p'_0 \quad (44)$$

La section efficace est donnée par :

$$\sigma = w \frac{v_1 v_2}{|v_1 - v_2|} \quad (45)$$

où V est le volume de normalisation de la particule vitesse v , soient :

$$V_1 = \frac{mc^2}{E} = 1 \quad \text{électron initial au repos} \quad (46)$$

$$V_2 = \frac{hc}{2k_0} \quad \text{photon} \quad |v_1 - v_2| = c$$

donc :

$$\sigma = \alpha r_0^2 \frac{1}{2} (4\pi)^{-2} \int \frac{\mu}{k_0 k_1 k_2 p_0'} X \cdot \delta_{(p+k-p'-k_1-k_2)} dP' \cdot dK_1 \cdot dK_2 \quad (47)$$

en tenant compte de :

$$\delta_{(p+k-p'-k_1-k_2)} = \delta_{(P+K-P'-K_1-K_2)} \cdot \delta_{(p_0+k_0-p_0'-k_1^0-k_2^0)} \quad (48)$$

il est possible d'intégrer par rapport à P' :

$$\sigma = \alpha r_0^2 \frac{1}{2} (4\pi)^{-2} \int \frac{\mu}{k_0 k_1 k_2 p_0'} X \cdot \delta_{(p_0+k_0-p_0'-k_1^0-k_2^0)} dK_1 \cdot dK_2 \quad (49)$$

en posant dans X :

$$P' = P + K - K_1 - K_2 \quad (50)$$

La section efficace différentielle pour la diffusion des deux photons dans deux angles solides $d\omega_1$ et $d\omega_2$ autour de deux directions déterminées est donc :

$$d\sigma = \frac{1}{2} \alpha r_0^2 \cdot \frac{\mu}{k_0 k_1 k_2 p_0'} \cdot X \cdot \delta_{(p_0+k_0-p_0'-k_1^0-k_2^0)} |K|^2 |K_2|^2 \cdot d|K_1| \cdot d|K_2| \cdot \\ \cdot \frac{d\omega_1}{4\pi} \cdot \frac{d\omega_2}{4\pi} \quad (51)$$

puisque : $|K_2| = k_2^0$, nous remplaçons l'intégration par rapport à K_2 par une intégration par rapport k_2^0 en tenant compte de ce que les énergies sont reliées entre elles puisque chacune est liée à une impulsion et que la somme des impulsions est nulle, nous pouvons donc écrire :

$$p_o + k_o - p'_o - k_1^o - k_2^o = f(k_2^o) \quad (52)$$

ce qui nous donne :

$$d\sigma = 1/2 \alpha r_o^2 \cdot \frac{\mu k_1^o k_2^o}{k_o p'_o} \cdot X \cdot \frac{dk_1^o}{f'(k_2^o)} \cdot \frac{d\theta_1}{4\pi} \cdot \frac{d\theta_2}{4\pi} \quad (53)$$

Calculons :

$$f'(k_2^o) = \frac{df}{dk_2^o} = \frac{d(p'_o + k_2^o)}{dk_2^o} \quad (54)$$

puisque :

$$\begin{aligned} p_o'^2 &= \mu + (P + K - K_1 - K_2)^2 \quad \text{électron initial au repos : } P = 0 \\ &= \mu + K^2 + K_1^2 + K_2^2 - 2KK_1 - 2KK_2 + 2K_1K_2 \\ &= \mu + (k_o)^2 + (k_1^o)^2 + (k_2^o)^2 - 2k_o k_1^o \cos \vartheta_1 - 2k_o k_2^o \cos \vartheta_2 \\ &\quad + 2 k_1^o k_2^o \cos \vartheta_{12} \end{aligned} \quad (55)$$

d'où :

$$\frac{dp'_o}{dk_2^o} = \frac{1}{p'_o} (k_2^o - k_o \cos \vartheta_2 + k_1^o \cos \vartheta_{12}) \quad (56)$$

et :

$$\begin{aligned}
 \frac{d(p'_o + k_2^o)}{dk_2^o} &= \frac{1}{p'_o} (p'_o + k_2^o - k_o \cos \vartheta_2 + k_1^o \cos \vartheta_{12}) \\
 &= \frac{1}{p'_o} (p'_o + k_o (1 - \cos \vartheta_2) - k_1^o (1 - \cos \vartheta_{12})) \quad (57) \\
 &= \frac{1}{p'_o} \cdot T
 \end{aligned}$$

où ϑ_1 représental'angle entre le photon initial et le photon du moment k_1 ,
et ϑ_{12} l'angle entre les deux photons diffusés.

Nous avons donc :

$$d\sigma = 1/2 \alpha r_o^2 \cdot \frac{\mu k_1^o k_2^o}{k_o T} \cdot X \cdot dk_1^o \cdot \frac{d\omega_1}{4\pi} \cdot \frac{d\omega_2}{4\pi} \quad (58)$$

Nous poserons finalement :

$$E_i = k_i^o / \mu \quad (59)$$

ce qui revient à exprimer les énergies en fonction de l'énergie au repos de l'électron et nous aurons :

$$d\sigma = \alpha r_o^2 \cdot \frac{E_1 E_2}{2 E T} \cdot X \cdot dE_1 \cdot \frac{d\omega_1}{4\pi} \cdot \frac{d\omega_2}{4\pi} \quad (60)$$

où X est écrit aussi en fonction des E_i .

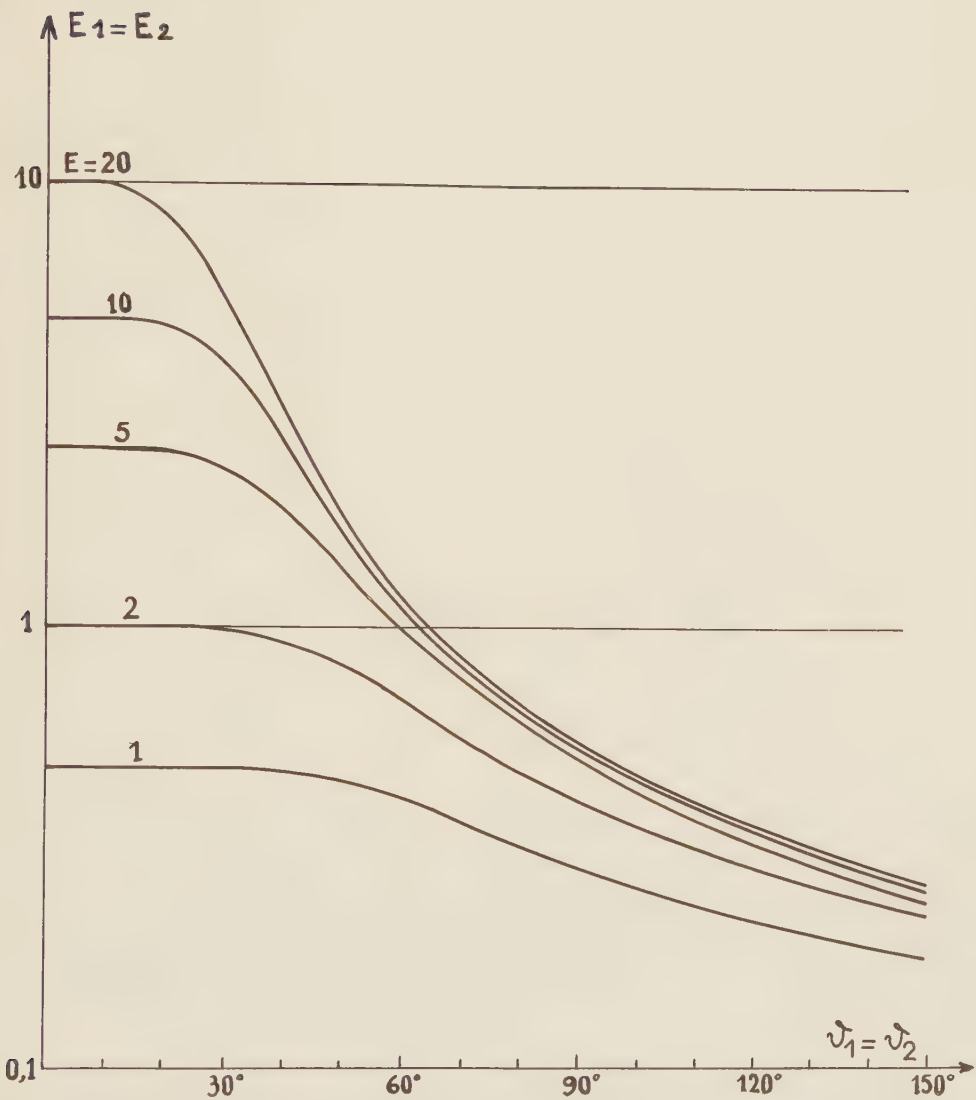


Figure 6 : Représentation de l'énergie des photons diffusés à l'équipartition en fonction de $\nu_1 = \nu_2 = 1/2 \nu_{12}$, pour diverses valeurs de E .

V - Relations entre les énergies des particules de l'état final -

Nous partons de la relation :

$$\sum_{i=1}^3 a_i = \sum_{i=1}^3 d_i \quad (61)$$

qui nous donne :

$$-\mu(k_o k_1^o - k_2^o) = k_1^o k_2^o (1 - \cos \vartheta_{12}) - k_o k_1^o (1 - \cos \vartheta_1) - k_o k_2^o (1 - \cos \vartheta_2) \quad (62)$$

donc :

$$E_2 = 1/T. (E - E_1 - EE_1 (1 - \cos \vartheta_1)) \quad (63)$$

$$E_1 = \frac{E - E_2 - EE_2 (1 - \cos \vartheta_2)}{1 - E_2 (1 - \cos \vartheta_{12}) + E (1 - \cos \vartheta_1)} \quad (64)$$

l'électron emporte évidemment l'énergie :

$$E' = E - E_1 - E_2$$

La figure 6 représente les variations de l'énergie des photons à l'équipartition $E_1 = E_2$ pour différentes énergies incidentes et des distributions angulaires symétriques : $\vartheta_1 = \vartheta_2 = \vartheta_{12} / 2$.

ETUDE DE LA SECTION EFFICACE DIFFÉRENTIELLE

I - Position du problème -

Nous venons d'établir la formule (60) donnant la section efficace différentielle et nous constatons qu'elle dépend de six paramètres : E , E_1 , E_2 , ν_1 , ν_2 , et ν_{12} liés par la loi de conservation de l'impulsion-énergie. Il reste donc une fonction de cinq variables dont l'expression analytique est trop complexe pour qu'il soit possible d'en faire une étude générale.

Nous devons nous satisfaire d'une étude numérique qu'il serait fastidieux de faire de façon classique mais qui ne présente aucune difficulté pour une calculatrice électronique puisque les seules opérations mathématiques à effectuer sont des additions et des multiplications. Nous avons tracé figure 7 quelques courbes représentant la quantité $X \cdot E_1 E_2 / 2$ ET en fonction de E_1 pour différentes valeurs des paramètres $\nu_1 = \nu_2 = 1/2 \cdot \nu_{12}$ et $E = 1$. Nous constatons qu'elles ont toutes la même allure : un minimum qui, en raison de la symétrie entre k_1 et k_2 a lieu pour une valeur de E_1 qui entraîne une valeur identique pour E_2 , c'est à dire pour l'équipartition de l'énergie entre les deux photons. De part et d'autre de ce minimum, deux asymptotes correspondent à l'émission du photon 1 avec une énergie nulle ou ma-

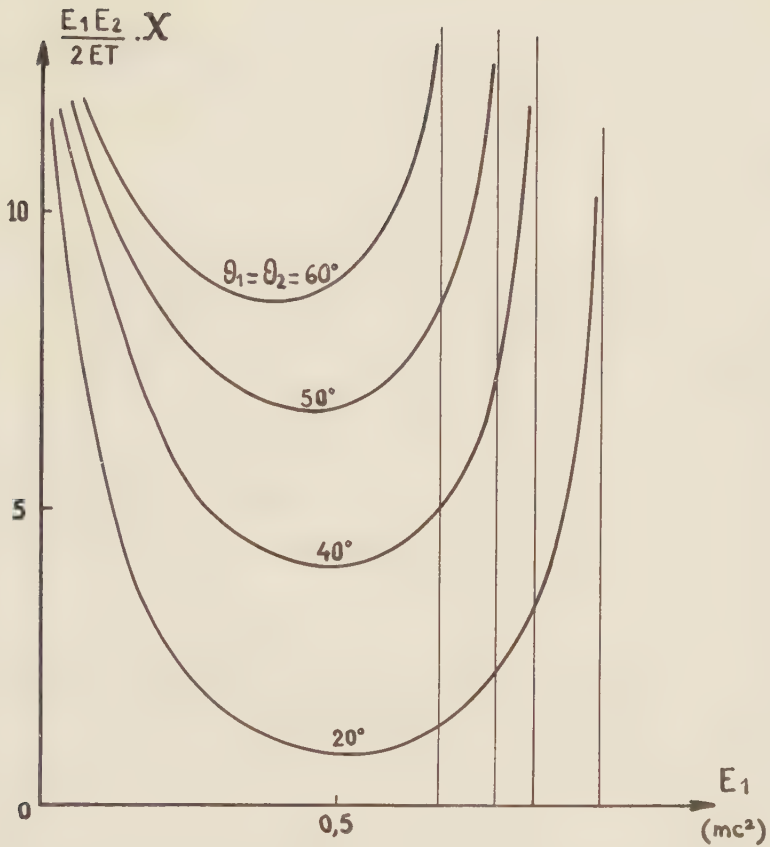


Figure 7 : Allure de la section efficace différentielle en fonction de E_1
pour $E = 1$ et diverses valeurs de $\vartheta_1 = \vartheta_2 = 1/2 \cdot \vartheta_{12}$.

ximum, ce qui implique respectivement pour le second photon une énergie maximum ou nulle.

Quelle que soit la distribution angulaire considérée, la courbe représentative de la section efficace en fonction de E_1 présente toujours les mêmes caractéristiques, à l'exception du cas où l'un des photons est émis vers l'avant en emportant toute l'énergie et où $d\sigma / d\omega$ devient nulle.

Les asymptotes correspondent au phénomène appelé catastrophe infra-rouge : la section efficace devient infiniment grande pour l'émission d'un photon dont l'énergie est infiniment petite. Nous étudierons ce problème plus loin.

Pour décrire rapidement le phénomène étudié, compte-tenu de l'allure des courbes représentatives de sa section efficace, nous prendrons comme paramètre l'ordonnée s du minimum des courbes qui correspond à l'équipartition de l'énergie entre les deux photons. Nous nous plaçons ainsi nettement à l'écart de la catastrophe infra-rouge, donc du cas où l'un des photons émis a une énergie faible, cas limite tendant à masquer le caractère propre de l'émission des deux photons. Nous proposons d'étudier les variations de s en fonction de l'énergie incidente E et de la distribution angulaire des photons diffusés.

L'étude complète est encore très fastidieuse et nous nous bornerons à celle des diffusions symétriques : $\vartheta_1 = \vartheta_2$

II - Variations de s dans l'espace pour une énergie incidente constante : $E = 2$.

En plus des angles qui ont été nécessaires pour faire l'étude théorique nous introduirons maintenant un angle qui permet mieux de se rendre compte de l'allure du phénomène : soit φ l'angle entre le faisceau incident et le plan de diffusion des deux photons. Dans le cas d'une diffusion symétrique, il est lié aux angles précédemment définis par la relation (voir fig. 8) :

$$\cos \vartheta_1 = \cos \vartheta_2 = \cos \varphi \cdot \cos \vartheta_{12}/2$$

Nous avons porté, en coordonnées polaires figure 9, s en fonction de ϑ_{12} pour différentes valeurs de φ .

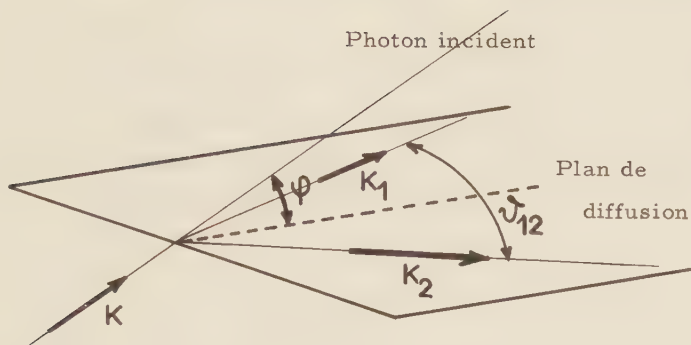


Figure 8 : Définition de l'angle φ .

Nous remarquons :

a) que pour $\vartheta_1 = \vartheta_2 = 0$, la section est nulle, ceci correspondrait en effet à la désintégration d'un photon en deux photons,

b) que la section efficace diminue rapidement lorsque φ croît, c'est à dire lorsqu'on s'écarte de la symétrie par rapport au faisceau incident,

c) qu'il existe un effet directionnel assez marqué pour les directions correspondant à $\vartheta_{12}/2$ compris entre 40° et 60° .

Nous précisons ces tendances dans le tableau ci-dessous où

nous avons retenu quelques valeurs caractéristiques de s en fonction de $1/2 \vartheta_{12}$ et de φ .

$\vartheta_{12}/2$ φ	0°	30°	50°	70°
0°	0	8, 9	16, 4	6, 9
14°	0	5, 2	12, 7	6, 4
24°	0	1, 5	2, 4	3, 4

III - Variations de s avec l'énergie des photons incidents -

En nous limitant à $\psi = 0$, c'est à dire aux cas, qui semblent être plus favorables, où les photons sont diffusés symétriquement par rapport à la direction initiale, nous avons porté figure 11, s en fonction de $\psi_1 = \psi_2 = \psi_{12}/2$ pour différentes valeurs de E et la même quantité figure 10 en coordonnées polaires qui sont plus figuratives.

Nous constatons :

a) que l'effet directionnel est de plus en plus marqué lorsque l'énergie initiale augmente,

b) qu'il se produit pour des angles de diffusion de plus en plus faibles.

c) que la diffusion vers l'arrière devient négligeable.

Le caractère relativiste du phénomène est donc bien marqué : diffusions vers l'avant de plus en plus prédominantes lorsque l'énergie croît.

Les caractères a) et b) ressortent nettement du tableau ci-dessous où nous avons porté la valeur maximum de s en fonction de E et de : $1/2 \psi_{12}$:

E	1	2	5	10	20
$1/2 \psi_{12}$	60°	47°	34°	26°	19°
s	8,4	17	62	137	315

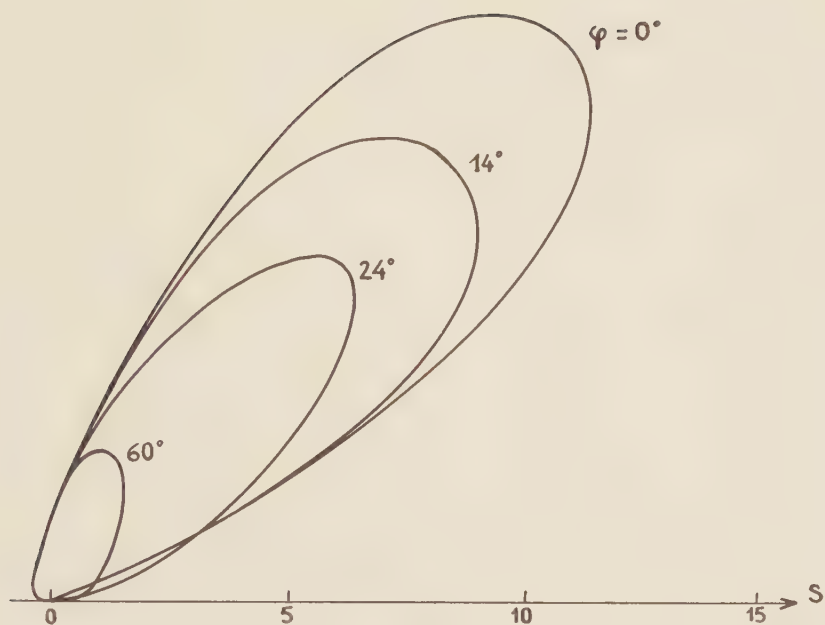


Figure 9 : Représentation de $s(1/2\mathcal{V}_{12})$ en coordonnées polaires pour différentes valeurs de φ et une énergie incidente constante $E = 2$.

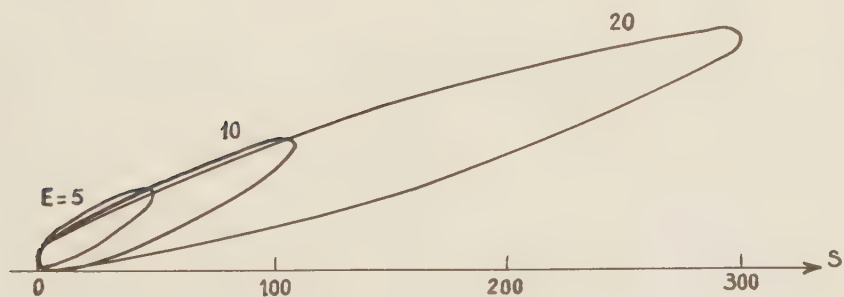


Figure 10 : Représentation de $s(1/2\mathcal{V}_{12})$ en coordonnées polaires pour $\varphi = 0$ et différentes valeurs de l'énergie incidente.

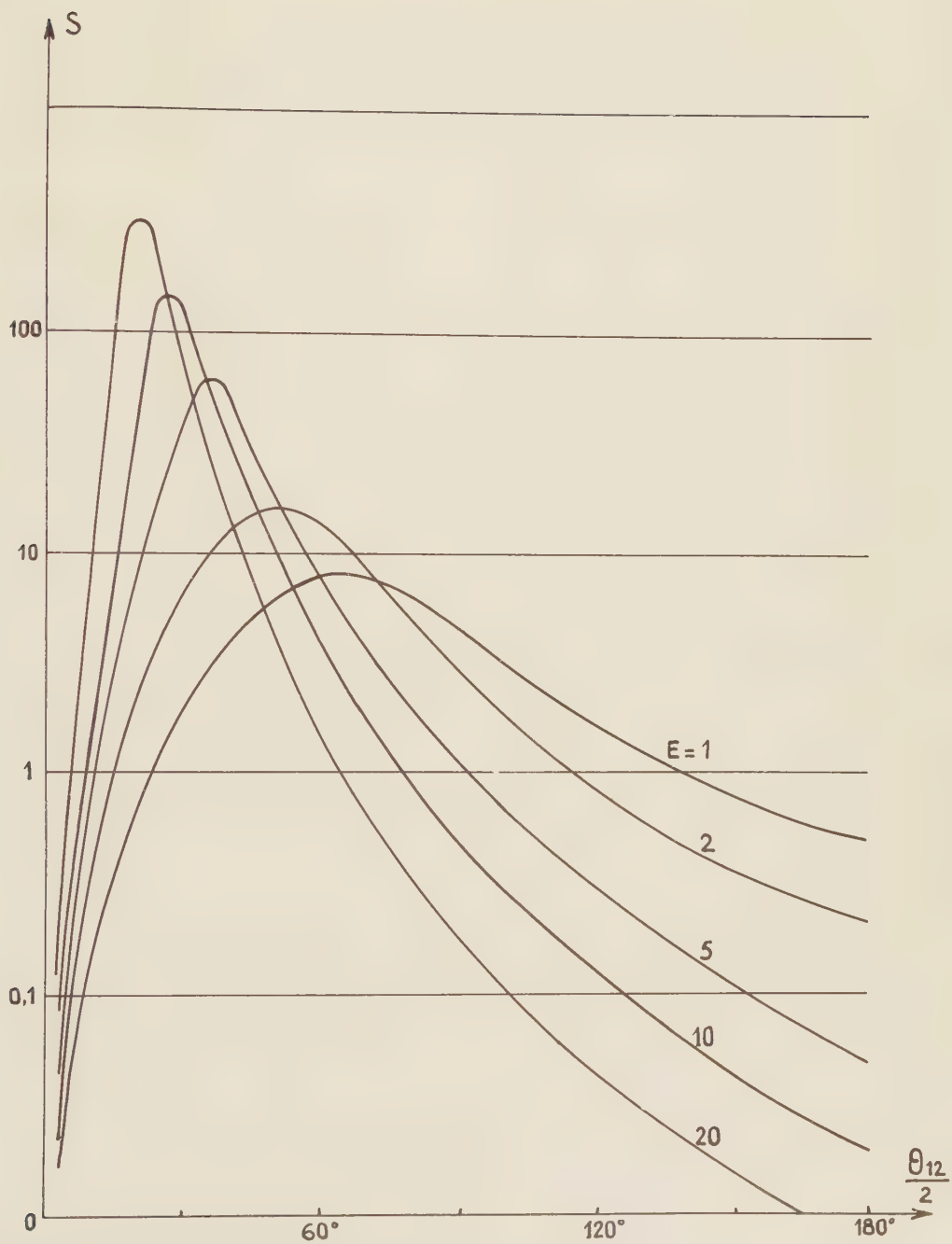


Figure 11 : Représentation de s en fonction de $1/2\vartheta_{12}$ pour différentes valeurs de l'énergie incidente.

Le caractère c) est très net aussi puisqu'à $1/2 \vartheta_{12} = 150^\circ$ par exemple nous avons :

E	1	2	5	10	20
s	$8,7 \cdot 10^{-1}$	$3,6 \cdot 10^{-1}$	$8 \cdot 10^{-2}$	$4,1 \cdot 10^{-2}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$

Notons aussi que la section efficace qui est très faible dans les cas non relativistes, prend une importance non négligeable dans les cas relativistes.

IV - Etat de polarisation des photons en fonction de leur distribution angulaire et de l'énergie incidente -

Nous avons déjà introduit brièvement à la fin du paragraphe 2 du premier chapitre, les effets de polarisation que nous allons étudier en détail maintenant.

Après sommation et en tenant compte des relations entre les énergies, le terme dépendant de e et e' de la formule de Klein-Nishina est proportionnel à $1 + \cos^2 \vartheta$; le terme qui n'en dépend pas devient :

$$E(1 - \cos \vartheta) + \frac{1}{E(1 - \cos \vartheta) + 1} - 1$$

Pour un angle donné, le premier terme est constant, tandis que le second est fonction de l'énergie incidente : il tend vers zéro avec E et est de l'ordre de $E(1 - \cos \vartheta)$ lorsque $E \gg 1$ et pour ϑ suffisamment

grand. C'est ce qui permet de dire que pour un faisceau incident polarisé le photon diffusé est complètement polarisé aux basses énergie, c'est la diffusion de Thomson, alors qu'il ne l'est pas aux hautes énergies et pour les grands angles de diffusion.

Dans l'effet double, le phénomène est plus compliqué, car les termes dépendant des vecteurs polarisation ne sont pas indépendants de l'énergie comme dans l'effet simple, et il existe des relations entre les polarisations des deux photons diffusés et non pas seulement entre le photon diffusé et le faisceau incident. L'étude complète a d'ailleurs été faite par CARRASSI et PASSATORE (Ca 60), ils ont étudié toutes les corrélations pouvant intervenir entre les états des divers photons et des électrons de la cible.

Nous avons seulement étudié les variations du rapport des termes indépendants des e_i à l'ensemble des termes U/X . Les résultats sont portés figure 12, nous voyons que pour les faibles angles de diffusion, ce rapport est sensiblement le même quelque soit l'énergie incidente et qu'il augmente rapidement avec l'énergie pour des angles voisins de 50° ; là où les sections efficaces sont les plus importantes, si le faisceau incident est polarisé les photons diffusés ont tendance à ne pas l'être. Pour des angles de diffusion plus grands les effets de polarisation reprennent de l'importance. C'est tout ce que peuvent exprimer ces résultats.

Le travail cité plus haut (Ca 60) montre que les phénomènes sont très complexes à décrire en raison du nombre des particules présentes et des différentes corrélations qu'il est possible d'envisager entre elles. Tout se complique encore du fait que pour une distribution angulaire donnée, l'énergie des photons diffusés varie entre deux limites et que les degrés de polarisation varient avec l'énergie de chaque photon.

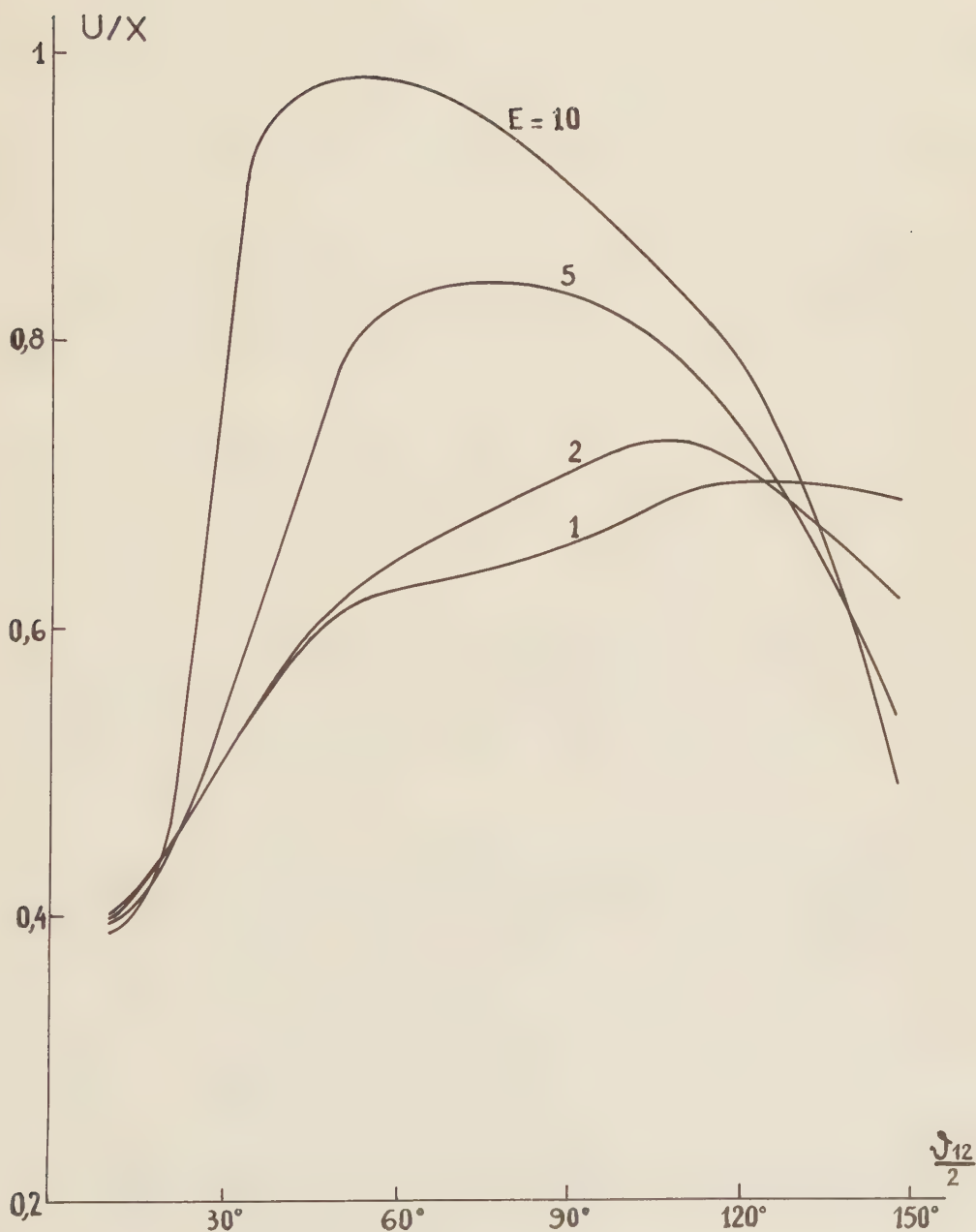


Figure 12 : Influence de la polarisation des photons; variations du rapport U / X en fonction de $1/2\theta_{12}$ pour diverses énergies incidentes.

Nous n'avons pas cherché à poursuivre cette étude qui ne sera jamais susceptible de vérification expérimentale.

V - Le problème de la divergence infra-rouge -

Ce phénomène est introduit au début du calcul de l'amplitude de la probabilité de transition. Lorsque nous explicitons les propagateurs des électrons virtuels et que nous effectuons les diverses intégrations, nous obtenons des termes de la forme :

$$\overline{u}(P'). (\hat{e}_2 (\hat{p}' + \hat{k}_2 - i\mu)^{-1} \hat{e}_1 (\hat{p} + \hat{k} - i\mu)^{-1} \hat{e}). u(P) =$$

$$\overline{u}(P'). (\hat{e}_2 \frac{\hat{p}' + \hat{k}_2 + i\mu}{(p' + k_2)^2 + \mu^2} \hat{e}_1 \frac{\hat{p} + \hat{k} + i\mu}{(p + k)^2 + \mu^2} \hat{e}). u(P)$$

Puisque p et p' appartiennent à des électrons réels, si nous faisons tendre k_2 vers zéro, le dénominateur tend vers zéro car il se comporte comme $p' + i\mu^2 = 0$, alors que le numérateur n'est pas nul, c'est donc ici qu'apparaît la divergence.

Pourquoi n'existe-t-elle pas dans l'effet simple ? Simplement parce qu'il n'est pas possible d'avoir un photon diffusé dont l'énergie soit nulle en raison de la loi de conservation de l'impulsion-énergie. Sinon, elle apparaîtrait de la même façon avec le terme :

$$\overline{u}(P'). (\hat{e}_1 (\hat{p} - \hat{k}_1 - i\mu)^{-1} \hat{e}). u(P)$$

Ce sont donc les propagateurs des électrons virtuels qui sont à l'origine de ce type de divergence et l'effet simple n'y échappe, pouvons-nous dire, que par accident.

Il est évidemment possible d'établir la section efficace en supposant à priori que l'un des photons, k_2 par exemple, est mou. Il suffit de ne conserver que les termes de plus haut degré en k_2^{-1} dans l'amplitude de la probabilité de transition.

En le faisant, nous nous apercevons que celà revient à ne tenir compte que de deux des six graphes de la figure 1, en effet :

- (1) $\hat{e}_2 \frac{\hat{p}' + \hat{k}_2 + i\mu}{2(p'k_2)} \hat{e}_1 \frac{\hat{p}' + \hat{k} + i\mu}{(pk)} \hat{e}$ est en k_2^{-1}
- (2) $\hat{e}_2 \frac{\hat{p}' + \hat{k}_2 + i\mu}{2(p'k_2)} \hat{e} \frac{\hat{p} - \hat{k}_1 + i\mu}{-2(pk_1)} \hat{e}_1$ est en k_2^{-1}
- (3) $\hat{e} \frac{\hat{p}' - \hat{k} + i\mu}{-2(p'k)} \hat{e}_2 \frac{\hat{p} - \hat{k}_1 + i\mu}{-2(pk_1)} \hat{e}_1$ indépendant de k_2
- (4) $\hat{e}_1 \frac{\hat{p}' + \hat{k}_1 + i\mu}{2(p'k_1)} \hat{e}_2 \frac{\hat{p} + \hat{k} + i\mu}{2(pk)} \hat{e}$ indépendant de k_2
- (5) $\hat{e}_1 \frac{\hat{p}' + \hat{k}_1 + i\mu}{2(p'k_1)} \hat{e} \frac{\hat{p} - \hat{k}_2 + i\mu}{-2(pk_2)} \hat{e}_2$ donne un terme en k_2/k_2 de l'ordre de l'unité.
- (6) $\hat{e} \frac{\hat{p}' - \hat{k} + i\mu}{-2(p'k)} \hat{e}_1 \frac{\hat{p} - \hat{k}_2 + i\mu}{-2(pk_2)} \hat{e}_2$ donne un terme en k_2/k_2 de l'ordre de l'unité.

Donc seul les deux premiers graphes sont responsables de la divergence ce sont les deux graphes où k_2 est émis le dernier.

Dans 1 et 2 permutons e_2 et p' , il vient :

$$1 + 2 = \frac{1}{2(p'k_2)} \cdot \left[2 (e_2 p') - (\hat{p}' - i \mu) \hat{e}_2 \right] \cdot \left[\hat{e}_1 \frac{\hat{p} + k + i \mu}{2(pk)} \hat{e} + \hat{e} \frac{\hat{p} - k_1 + i \mu}{-2(pk_1)} \hat{e}_1 \right]$$

en tenant compte de ce que $\hat{p}' - i$ est appliqué à $u(P')$, il reste :

$$1 + 2 = \frac{e_2 p'}{(p'k_2)} \cdot \left[\hat{e}_1 \frac{\hat{p} + k + i \mu}{2(pk)} \hat{e} + \hat{e} \frac{\hat{p} - k_1 + i \mu}{-2(pk_1)} \hat{e}_1 \right]$$

Nous reconnaissons dans le crochet l'amplitude de la probabilité de transition de l'effet simple. MAJUMDHAR et all. (Ma 59) ont démontré une formule équivalente pour le cas général de la production de $n + 1$ photons dans l'effet Compton, dont n sont mous.

A partir de là, il est possible d'établir la section efficace de l'effet double en conservant en facteur celle de l'effet simple. Nous arrivons alors à l'expression suivante pour la section efficace différentielle intégrée sur la distribution angulaire du photon mou (Ma 59)

$$d\sigma_D = \alpha/\pi \left(\frac{1}{r'} \text{Log} \frac{1+r'}{1-r'} - 2 \right) \cdot \frac{dE_2}{E_2} \cdot d\sigma_S$$

avec :

$$r' = \frac{|P'|}{p'_0}$$

Naturellement cette expression ne lève pas la divergence, il reste un terme en $1/E_2$. Elle exprime la section efficace de l'effet double en fonction de celle de l'effet simple et montre simplement que la théorie est impuissante à décrire la continuité qui pourrait exister entre les deux effets, puisque lorsque nous ajoutons un photon mou à l'effet simple la section efficace devient infiniment grande, ce qui n'a pas de réalité physique.

Dans les cas non relativistes $E \ll 1$, et pour de très faibles transferts d'énergie à l'électron de recul, c'est à dire dans le cas d'une diffusion vers l'avant du photon principal, HEITLER a montré que la formule devient :

$$d\sigma_D = 4/3 \cdot \alpha / \pi \cdot r_0^2 \cdot E^2 (1 - \cos \vartheta) \frac{1 + \cos^2 \vartheta}{2} \frac{dE}{E^2} d\omega_1$$

et après intégration par rapport à E_2 entre $\epsilon \rightarrow 0$ et E_m avec $E_m \ll E$, nous avons :

$$d\sigma_D = 8/3 \cdot \alpha \cdot r_0^2 \cdot E^2 (1 - \cos \vartheta)(1 + \cos^2 \vartheta) \text{Log} \frac{E_m}{\epsilon} \frac{d\omega_1}{4\pi}$$

Si maintenant nous calculons les éléments de matrice correspondant aux corrections radiatives de l'effet Compton, c'est à dire ceux obtenus à partir des graphes de l'effet simple auxquels s'ajoutent l'émission et la réabsorption d'un photon virtuel (self-énergie de l'électron), et la création d'une paire virtuelle (self-énergie du photon) (figure 13) nous obtenons, en ajoutant la contribution des graphes du deuxième ordre de l'effet simple, pour la diffusion d'un photon par un électron avec un seul photon dans l'état final une section efficace de la forme :

$$d\sigma_1 = d\sigma_S (1 + \alpha \delta_1 + \alpha^2 \delta_2)$$

Seuls les deux premiers termes du développement sont complets, il manque en effet au terme en α^2 la contribution des graphes du sixième ordre. Le terme $\alpha \delta_1$ a été calculé par Heitler qui a montré qu'il contenait entre autres la quantité :

$$- 8/3 \alpha r_o^2 E^2 (1 + \cos^2 \theta) (1 - \cos \theta) \text{Log } 1/\epsilon \cdot d\sigma_1/4 \pi$$

il suffit d'écrire alors :

$$\text{Log } 1/\epsilon = \text{Log } 1/E_m + \text{Log } E_m/\epsilon$$

pour voir que nous obtenons au signe près la section efficace de l'effet double avec émission d'un photon mou.

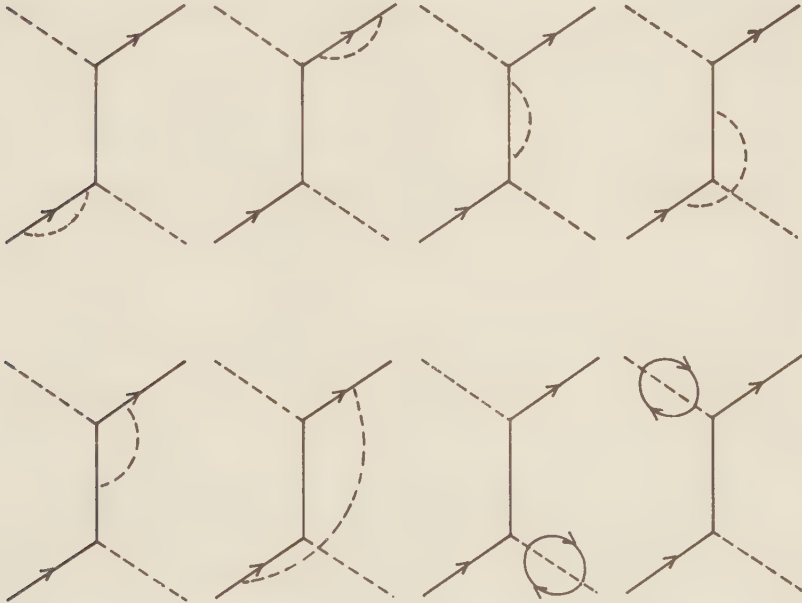


Figure 13 : Graphes des corrections radiatives du quatrième ordre

pour l'effet Compton simple.

Les corrections du quatrième ordre de l'effet simple compensent l'effet double avec émission d'un photon mou, il est maintenant possible de faire tendre ϵ vers zéro et de dire qu'il n'y a plus de divergence.

La section efficace de l'effet double est donc valable jusqu'à une certaine limite $E_m \ll 1$, arbitraire, au-dessous de laquelle il faut considérer que l'émission d'un photon mou est indiscernable du cas où il n'y a pas de photon émis. Il y a eu de nombreux travaux sur ce sujet parmi lesquels nous citerons ceux de CORINALDESI et JOST (Co 48), SCHAFROTH (Sch 50), BROWN et FEYNMAN (Br 52), mais le problème n'a pas évolué. Nous pouvons simplement dire qu'il est possible de montrer que les divergences infra-rouge contenues dans la théorie sont compensées par les corrections radiatives à tous les ordres. Il n'est pas possible actuellement d'établir le passage de l'effet simple à l'effet double et de calculer pour ce dernier une section efficace exempte de divergence, sans faire intervenir une limite inférieure arbitraire pour l'énergie des photons.

CONCLUSION

Nous avons donc obtenu une expression donnant la section efficace différentielle pour l'émission de deux photons dans deux angles solides autour de deux directions déterminées. Nous avons vu que cette section efficace n'est pas très facile à manier puisqu'elle dépend de cinq paramètres indépendants et que son expression est très complexe. Cependant l'allure de ses courbes représentatives en fonction de l'énergie de l'un des photons, les autres paramètres étant fixés, nous a amené à ne considérer, pour donner une description rapide, que l'ordonnée σ du minimum caractéristique de ces courbes qui correspond à l'équipartition de l'énergie entre les deux photons diffusés. Nous avons alors étudié les variations de σ dans l'espace pour une énergie incidente fixe ce qui nous a montré que le phénomène favorisait la diffusion vers l'avant et marquait une préférence pour des diffusions symétriques par rapport à la direction du faisceau incident.

Lorsque l'énergie initiale augmente, la section efficace croît et la diffusion vers l'avant est de plus en plus favorisée marquant ainsi un caractère relativiste très net.

Nous avons vu aussi que les effets de polarisation affectent surtout le domaine des basses énergies et qu'ils tendent à disparaître dans le domaine relativiste en analogie d'ailleurs avec l'effet simple. Pour finir, nous avons essayé d'analyser le phénomène de catastrophe infrarouge et avons cité les méthodes utilisées pour l'exclure de la théorie.

Nous allons maintenant exposer le travail que nous avons fait pour tenter de trouver dans l'expérience une confirmation de ces prévisions théoriques.

DEUXIÈME PARTIE

ETUDE EXPÉRIMENTALE

INTRODUCTION

L'étude de la section efficace théorique nous permet de nous représenter le phénomène de création de deux photons dans l'effet Compton . Nous pouvons envisager maintenant une étude expérimentale puisque nous savons dans quelle région d'espace vont se trouver de préférence les particules que nous cherchons, et que nous connaissons les relations qui existent entre leurs énergies. Il est donc possible de rechercher expérimentalement un effet répondant à ces conditions et de vérifier si les valeurs de sections efficaces tirées des expériences correspondent bien à celles prévues théoriquement .

La première tentative faite pour mettre en évidence expérimentalement l'effet Compton double est celle de BOEKELHEIDE en 1952 (Bo52) qui a fait des mesures dans les configurations géométriques suivantes : $\psi_1 = \psi_2 = 90^\circ$; $\psi_{12} = 90^\circ, 43^\circ$. Il utilisait une cible de carbone bombardée par les photons d'une source de ^{137}Cs de 50 mC et, deux scintillateurs NaI de 1".1". Le circuit d'analyse comprenait deux sélecteurs à bande et un circuit lent de coïncidences doubles. La section efficace théorique n'étant pas encore calculée à l'époque où fut fait ce travail, les auteurs indiquent que, en supposant les effets simples et doubles isotropes, le rapport de leurs sections efficaces totales est de l'ordre de 400.

La même année, il y eût une tentative de CAVANAGH (Ca 52) dans la configuration : $\mathcal{V}_1 = \mathcal{V}_2 = \mathcal{V}_{12} = 90^\circ$. Il a utilisé diverses cibles (Be, Al, Cu, Ag) bombardées par une source de ^{60}Co de 200 mC. La détection est assurée par des cristaux de NaI de $2''3/4.1''$ et l'analyse est simplement faite par un circuit de coïncidences doubles de temps de résolution : $2\tau = 5.10^{-7}$ sec, il montre que le phénomène étudié est masqué par d'autres effets, en particulier par les radiations de freinage, mais ce dernier croît avec le carré de l'épaisseur de la cible alors que l'effet cherché croît linéairement. Les résultats sont donnés sous forme du rapport du nombre de coïncidences au nombre des photons détectés en fonction de l'épaisseur de la cible. Ce rapport croît linéairement avec l'épaisseur, et l'intersection des diverses droites correspondant aux divers Z avec l'axe des ordonnées pour une épaisseur nulle de la cible représente l'effet double. Les résultats semblent deux fois plus grands que les prévisions théoriques. Pour éviter d'avoir un taux de coïncidences fortuites supérieur au taux des vraies, CAVANAGH a proposé de faire l'expérience avec trois détecteurs, l'un d'entre eux servant de cible et permettant d'analyser l'électron de recul.

Nous trouvons ensuite un travail de BRACCI (Br 55) dans la configuration $\mathcal{V}_1 = \mathcal{V}_2 = \mathcal{V}_{12} = 90^\circ$. Une source de ^{60}Co de 200 mC fournit le faisceau des photons incidents qui bombardent une cible de béryllium, les photons diffusés sont détectés par deux cristaux de NaI de $1''.1''$. Le circuit d'analyse est formé d'un circuit de coïncidences qui permet le déclenchement d'un oscilloscope dont les plaques de déviations sont attaquées de telle façon que les deux impulsions ayant provoquées la coïncidence apparaissent seules sur l'écran. Ils obtenaient donc directement, après intégration par méthode photographique, le nombre d'évènements enregistrés d'énergie E_1 en fonction de E_2 .

THEUS et BEACH (Th 57) enfin, ont vérifié que, comme le prévoyait leur étude numérique sur la section efficace dans le cas où l'un des photons émis est mou, cette dernière s'annule pour $\psi_1 = \psi_2 = \psi_{12}/2 = 60^\circ$. Pour ce faire, ils ont utilisé les photons d'une source de cobalt 60 de 20 C, une cible de carbone et comme détecteurs, deux cristaux de NaI de 2, 5.1, 25 cm. L'analyse est assurée par un circuit lent-rapide qui déclenche un circuit porte permettant d'analyser ce qu'enregistre l'un des détecteurs en se limitant, en énergie, à ne considérer que ce qui est supérieur à un certain seuil correspondant, d'après la loi de conservation de l'impulsion-énergie, à une limite supérieure pour le second photon détecté supposé mou. Ils obtiennent un bon accord en valeur relative pour leur étude en fonction de ψ_2 à $\psi_1 = \psi_2 =$ cte, mais en valeur absolue, les comptages donnent des quantités trois fois trop grandes.

La possibilité d'obtenir deux photons diffusés dans l'effet Compton a donc fait l'objet de peu de travaux expérimentaux pour deux raisons essentielles : la section efficace de production est très faible et cet effet n'a pas suffisamment de particularités caractéristiques, ce qui rend son identification expérimentale difficile à cause des phénomènes parasites qui sont produits conjointement et viennent le masquer. En particulier les rayonnements de freinage qui, eux non plus, ne sont pas faciles à identifier expérimentalement, jouent un rôle important.

Considérons les différentes possibilités qui s'offrent à nous, pour atteindre cet effet. Un type d'expériences s'impose immédiatement, puisqu'il y a trois particules dans l'état final, nous pouvons penser détecter et analyser à la fois ces trois particules. L'effet Compton double s'étant produit dans une cible d'électrons soumis à un flux de photons, il faut enregistrer un électron de recul sortant de la cible sous un certain angle, ce qui nécessite de travailler dans le vide et en cible mince, et les deux photons diffusés. Comme la recherche de ces deux photons diffusés doit pouvoir s'effectuer dans le plus grand angle solide possible, la présence

d'une cuve à vide est gênante. L'utilisation du détecteur de l'électron de recul comme cible permet de résoudre cette difficulté. Nous avons donc utilisé comme cible un scintillateur. Celui-ci doit satisfaire à deux conditions contradictoires : absorber le moins possible les photons diffusés et offrir au faisceau incident une forte densité d'électrons. Ceci impose un compromis pour déterminer l'épaisseur du scintillateur. Ayant détecté les trois particules, il faudra pouvoir relier entre elles leurs énergies de façon à savoir si c'est le phénomène cherché qui a été analysé. Une seconde catégorie d'expériences consistera à ne détecter que deux des trois particules sortantes, soit l'un des photons et l'électron, soit les deux photons. Dans le premier cas nous conserverons le principe du détecteur cible utilisé précédemment. Dans le second cas puisque l'électron de recul ne nous intéresse plus, le scintillateur sera éliminé et nous prendrons comme cible un matériau quelconque, mais mince, de façon à ne pas empêcher de sortir les deux photons. Dans ces deux cas l'analyse sera faite sur le même principe : d'après la loi de conservation, si l'une des particules appartient à un certain domaine d'énergie, la seconde doit se trouver dans un domaine bien délimité.

Il a aussi été proposé par CARRASSI et PASSATORE (Ca 61) de ne détecter qu'un seul des photons et de montrer la présence de l'effet double par la déformation qu'il provoque sur un spectre du photon de l'effet simple, par rapport au spectre d'un photon vraiment monoénergétique. Nous n'avons pas réalisé d'expérience de ce type.

Il aurait aussi été intéressant de pouvoir étudier les variations de la section efficace en fonction de l'énergie du photon incident. Malheureusement, un travail correct ne peut être fait qu'avec un faisceau monoénergétique ce qui limite beaucoup le choix des radioisotopes pouvant servir de source, d'autre part les flux de photons que nous pourrions obtenir

par des réactions nucléaires (p, γ) par exemple sont beaucoup trop faibles et interdisent toutes possibilités d'obtenir un résultat concluant. En effet il existe peu de captures radiatives donnant naissance à une seule transition γ qui est une condition nécessaire. Dans ce type de réaction, nous trouvons par exemple la réaction $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$ qui engendre un photon de 6,14 MeV, dans 96 % des cas, elle correspondrait à une activité de 0,07 mC environ, pour un flux de protons de 20 μA . tombant sur une cible de 10 μg ce qui est vraiment trop peu. Notons qu'il est possible d'envisager l'utilisation des rayonnements de freinage en sélectionnant la partie du spectre ayant la plus grande énergie à l'aide d'un circuit d'anticoïncidences, actionné par la détection de l'électron qui a perdu une partie de son énergie. Ne disposant pas d'un accélérateur d'électrons qui nous aurait permis dans une expérience préliminaire, d'étudier un faisceau de photons obtenus dans de telles conditions, il ne nous a pas été possible d'utiliser cette méthode.

CHAPITRE I

ETUDE AVEC TROIS DÉTECTEURS

Dans cette expérience, le détecteur central sert à la fois de cible dans laquelle se produit le phénomène cherché et de détecteur de l'électron de recul. Les paires de photons émises sortent de la cible avec une certaine probabilité et une partie d'entre elles est absorbée par les détecteurs latéraux. Les trois détecteurs sont liés par un circuit de coïncidence triple.

Sans autre information, nous compterons donc tous les phénomènes ayant actionné le circuit de coïncidence triple, c'est à dire, l'effet Compton double, les cascades du rayonnement cosmique, les rayonnements de freinage et diverses diffusions d'un photomultiplicateur dans un autre, les coïncidences fortuites sont en nombre négligeable dans un circuit rapide triple. La présence des effets parasites ne nous permet pas de remonter au nombre d'effets Compton double détectés. Il faut introduire une information supplémentaire qui nous sera fournie par la relation entre les énergies des trois particules.

Les voies latérales analysent un spectre continu de photons dont l'énergie varie de 0 à l'énergie du photon diffusé de l'effet simple sous le même angle de diffusion , soit E (figure 14). Ceci permet de limiter le nombre des impulsions provenant des voies latérales en n'utilisant que celles dont l'amplitude correspond au maximum aux photons d'énergie E_c détectés dans le pic d'absorption totale. Un seuil inférieur placé arbitrairement limite le bruit de fond.

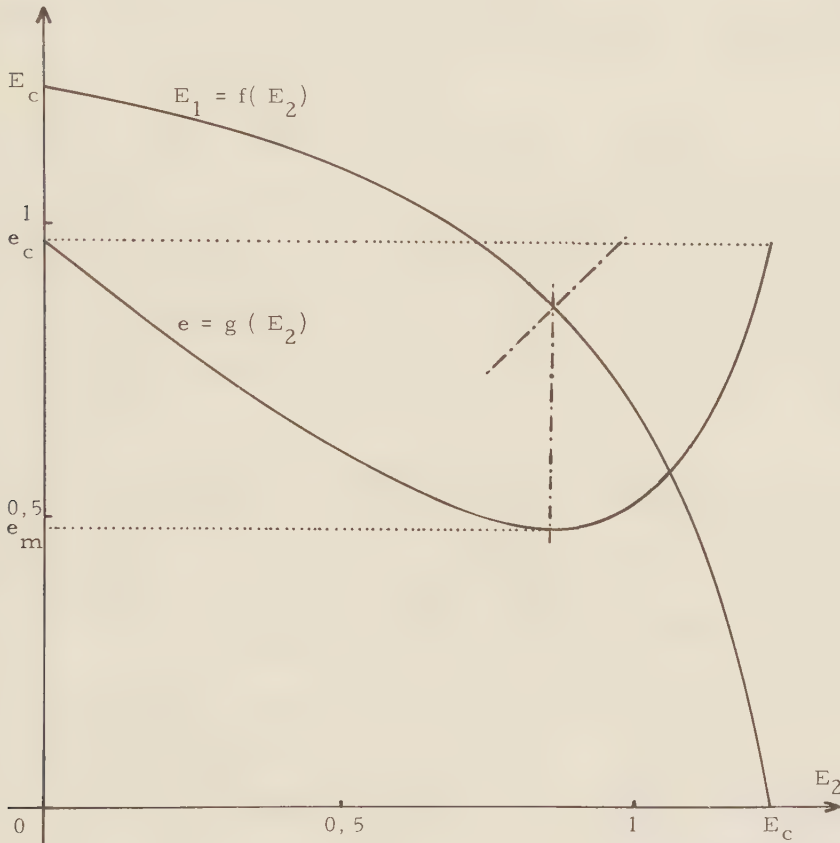


Figure 14 : Relation entre les énergies des photons diffusés: $E_1 = f(E_2)$, et entre celles de l'électron de recul et d'un photon: $e = g(E_2)$ pour : $E = 2,2$, et : $\nu_1 = \nu_2 = 1/2 \nu_{12} = 50^\circ$.

Ce supplément d'information est inclus dans un système lent-rapide classique qui a pour but de réduire le nombre des coïncidences parasites. Le signal délivré par le circuit lent-rapide déclenche l'ouverture d'une porte laissant passer l'impulsion du détecteur central qui a participé à la coïncidence et qui est analysée par un sélecteur multicanaux.

Nous obtenons ainsi le spectre des impulsions du détecteur central ayant participé à la coïncidence c'est à dire entre autre, le spectre de l'électron de recul de l'effet Compton double.

L'énergie de cet électron est comprise, entre une valeur minimum notée e_m correspondant à l'équipartition de l'énergie entre les deux photons diffusés symétriquement et un maximum e_M correspondant à l'énergie de l'électron de recul de l'effet simple. La connaissance de ces deux valeurs nous permettra de définir si les résultats des expériences sont à attribuer ou non à l'effet cherché.

I - Taux de comptage prévisible à partir de la section efficace théorique -

Nous allons évaluer le nombre de coups que nous pouvons attendre dans une expérience où $\nu_1 = \nu_2 = 1/2$, $\nu_{12} = 50^\circ$, $E = 2$.

L'expression générale donnant ce nombre de coups est :

$$N_d = A \cdot n \cdot \alpha \cdot r_o^2 \cdot \int_E^E \frac{X \cdot E_1 \cdot E_2}{2 \cdot E \cdot T} \cdot P \cdot t \cdot \frac{d\omega_1}{4\pi} \cdot \frac{d\omega_2}{4\pi} \cdot dE_1$$

où : A = flux des photons incidents/sec/cm²

n = nombre d'électrons cibles

P = probabilité de détection d'une paire de photons = $P(\nu_1, \nu_2, \nu_{12}, E_1, E_2)$

t = transparence de la cible qui tient compte de l'atténuation du faisceau incident à l'intérieur de la cible : $\exp - \mu x$ et de la probabilité de sortie des paires de photons créés : $\exp - \mu_{E_1} x_1 \cdot \exp - \mu_{E_2} x_2$

μ est le coefficient d'absorption linéaire.

Le reste de l'expression représente la section efficace,

La quantité P est le produit des probabilités de détection de chacun des deux photons ; cette probabilité dépend évidemment de la partie du spectre admise pour chaque détecteur : spectre entier ou seulement pic d'absorption totale. Nous posons :

G = efficacité intrinsèque,

R = Rapport entre les surfaces du pic d'absorption totale et du spectre complet,

$p = R.G.$

Ces quantités sont fonctions de l'énergie incidente et de la position de la source par rapport au détecteur. A l'aide des données théoriques et expérimentales de la littérature (Gr 60) et des mesures que nous avons effectuées à partir de sources de ^{22}Na et ^{60}Co , et de l'effet Compton simple, nous avons pu dans chaque cas évaluer ces quantités qui caractérisent les détecteurs et la géométrie utilisée.

La quantité t ne peut être déterminée expérimentalement, il faut l'estimer théoriquement. Considérons ce qui se passe dans le plan de diffusion : la section de la cible par ce plan est un cercle (figure 5). En un

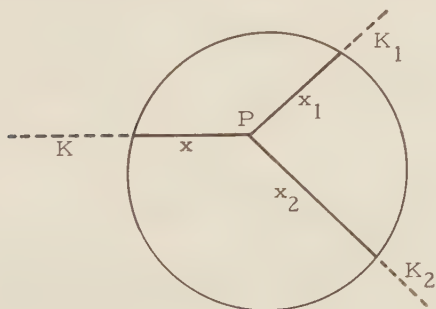


Figure 15 : Définition des paramètres intervenant dans le calcul de t .

certain point P de ce cercle le faisceau incident voit son intensité diminuée dans le rapport $\exp -\mu_E \cdot x$, x étant la distance parcourue par les photons depuis leur entrée dans le cristal. Si en ce point un photon interagit avec un électron et produit un photon diffusé d'énergie E_1 sous un certain angle, ce

photon a une certaine probabilité de sortir de la cible qui est fonction du trajet x_1 qu'il lui reste à parcourir à l'intérieur de celle-ci ; cette probabilité est définie par : $\exp \mu_{E_1} \cdot x_1$. Si l'expérience a pour but l'étude de l'effet Compton simple, par exemple, il faut évaluer en chaque point le produit : $\exp - \mu_{E^x} \cdot \exp \mu_{E_1} x_1$ et faire la moyenne pour toute la surface du cercle.

Les expressions analytiques donnant x_1 en fonction de x sont très compliquées. Nous nous sommes bornés à faire la moyenne sur 21 points distribués isotropiquement à l'intérieur du cercle pour les expériences qui nous intéressaient.

Le problème se complique encore avec l'effet Compton double où en chaque point, il faut considérer la création d'une paire de photons dont les énergies ne sont pas fixées. Dans le calcul qui va suivre pour déterminer l'ordre de grandeur de N_d , nous avons valué t pour l'équipartition de l'énergie entre les photons $E_1 = E_2$ diffusés sous des angles $\vartheta_1 = \vartheta_2 = 50^\circ$ $\vartheta_{12} = 100^\circ$ en 21 points distribués isotropiquement à l'intérieur du cercle. Le produit A_n peut être déterminé expérimentalement, pour chaque flux et cible considérés, en analysant le photon diffusé de l'effet Compton simple dans un détecteur latéral, en coïncidence avec le détecteur central; nous avons en effet :

$$N_s = A_n \cdot \int \frac{d\sigma_{K.N.}}{d\omega} \cdot P.t. d\omega$$

où $d\sigma_{K.N.}$ est la section efficace différentielle de Klein-Nishina.

La surface du pic d'absorption totale du spectre du photon diffusé analysé en coïncidence, nous donne N_s , toutes les autres quantités sont connues. Pour obtenir l'ordre de grandeur de N_d nous allons supposer la section efficace constante en fonction de l'énergie des photons diffusés et

prendre sa valeur à l'équipartition de l'énergie, soit s , nous prendrons de même des valeurs moyennes pour P et t , nous avons :

$$\left. \begin{aligned} P \frac{\Delta_1^0}{4\pi} \frac{\Delta_2^0}{4\pi} &= (G.R. \frac{\Delta_0}{4\pi})^2 = (2,5 \cdot 10^{-4})^2 \\ t &= 0,4 \quad \alpha r_0^2 s = 5,7 \cdot 10^{-28} \cdot 18 \text{ cm}^2 \end{aligned} \right\} \begin{aligned} &\text{pour } E_1 = E_2 = 440 \text{ keV} \\ &\text{et une erreur angulaire} \\ &\Delta \vartheta = 4^\circ \end{aligned}$$

soit :

$$N_d = 242 \cdot 10^{-36} \text{ An/sec.}$$

Le nombre d'électrons cibles est de l'ordre de 10^{25} , pour espérer un taux de comptage de 10^{-3} /sec., c'est à dire quelques coups à l'heure, il faut avoir un flux incident de l'ordre de 10^6 photons/sec/cm² ce qui est bien au-delà des possibilités de notre détecteur qui délivre des spectres corrects jusqu'à 10^4 coups/sec. environ. Pour des taux de répétition plus élevés nous constatons des phénomènes d'addition des impulsions qui faussent tout le spectre fourni et le rendent inutilisable pour l'analyse en énergie.

Il est donc possible de prévoir que la présence du scintillateur central va nous imposer des taux de comptage vraiment trop faibles pour en tirer une conclusion, si nous voulons utiliser ce détecteur pour analyser l'énergie de l'électron de recul.

Si nous ne faisons pas cette analyse, il offre peu d'intérêt par rapport à une cible inerte qui absorbe beaucoup moins les photons diffusés et peut-être irradiée sans limitation.

Nos prévisions théoriques étant faites avec beaucoup d'approximation, nous avons vérifié expérimentalement ce qu'il en était.

II - Dispositif expérimental -

Détecteurs - Le détecteur central est un cristal de NaI(Tl) cylindrique de 1".1" relié optiquement à un photomultiplicateur 56 AVP par un guide de lumière. L'ensemble est disposé suivant un axe vertical pour permettre l'analyse des photons diffusés dans tout le plan horizontal. L'alimentation du photomultiplicateur est faite par deux sources de haute tension : l'une négative alimente le diviseur de tension à faible débit entre photocathode et 12ème dynode, l'autre positive alimente un diviseur de tension à tubes néon, c'est à dire à grand débit (figure 16). Ce montage a été utilisé dans le but de pouvoir détecter des taux très importants d'impulsions.

Les détecteurs latéraux sont des cristaux de NaI(Tl) cylindriques de 1"3/4.2" (dont les courbes d'efficacité sont données figure 17), montés sur des photomultiplicateurs 56 AVP alimentés de façon identique au photomultiplicateur central. Ces deux détecteurs sont mobiles dans le plan horizontal autour d'un axe vertical passant par le centre de la cible et leur distance à celle-ci est réglable.

Collimateur, protection - La source est placée dans un canal cylindrique de 15 mm de diamètre creusé dans du plomb. Deux briques de plomb sont placées de part et d'autre de l'orifice de façon à ce que le faisceau frappe la totalité de la cible sans atteindre les détecteurs 1 et 2.

Les détecteurs latéraux sont protégés du fond extérieur et des diffusions d'un détecteur dans l'autre qui peuvent engendrer des coïncidences parasites par deux tunnels en plomb de 3 cm. d'épaisseur. L'ensemble est schématisé figure 18.

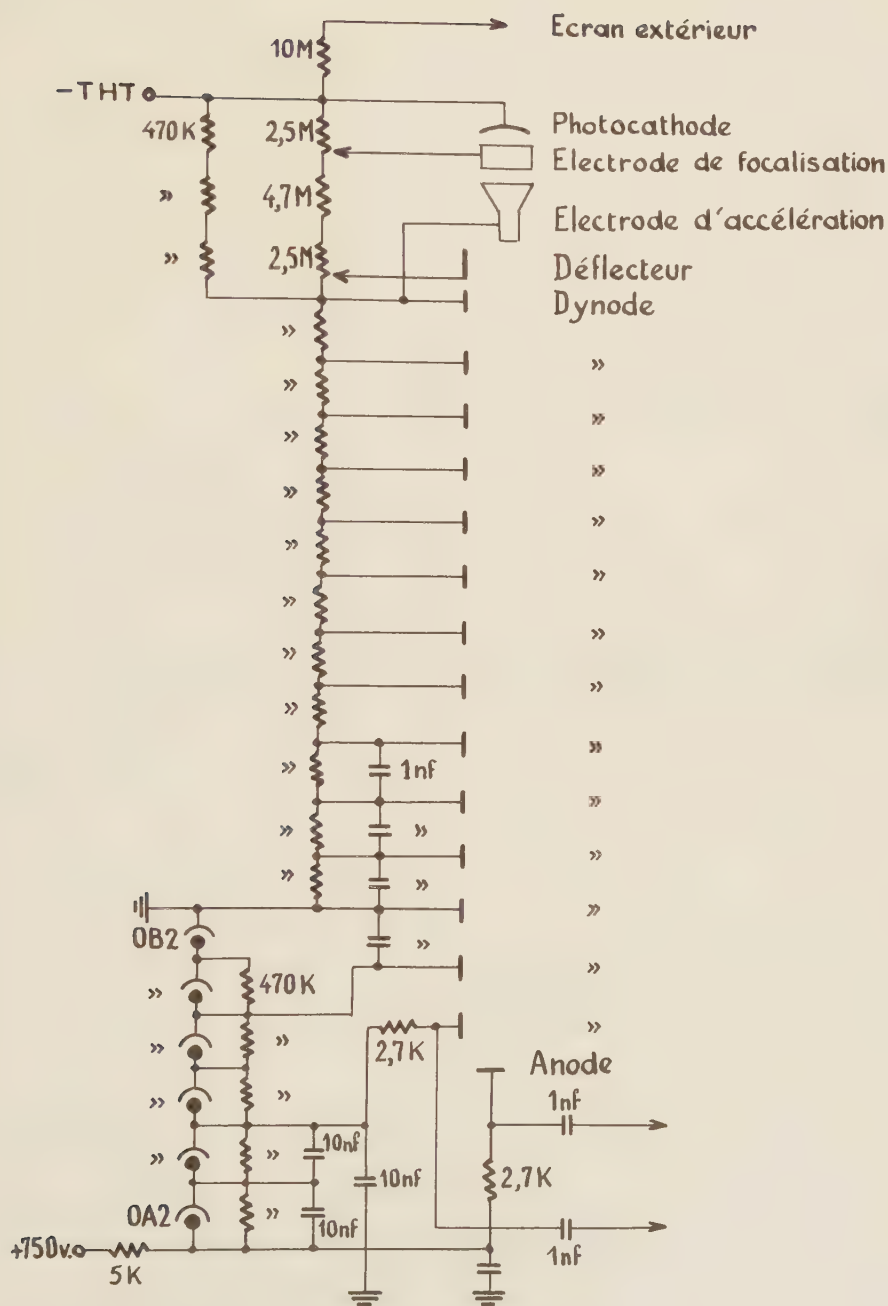


Figure 16 : Schéma de montage et d'alimentation des photomultiplificateurs.

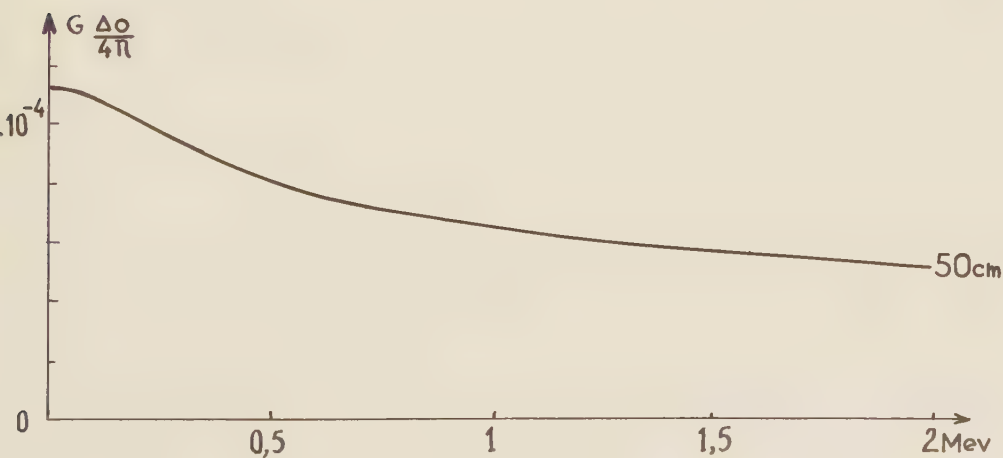
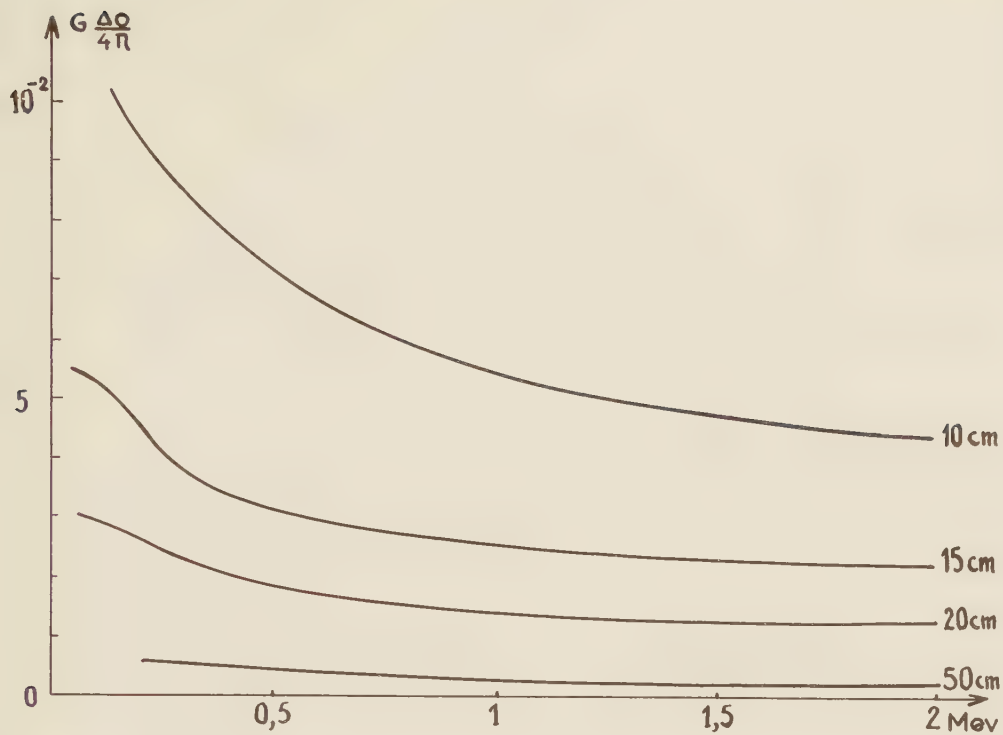


Figure 17 : Courbes d'efficacité des cristaux de NaI(Tl) de $1''^{3/4} \times 4.2''$ en fonction de l'énergie incidente et de diverses distances source-détecteur.

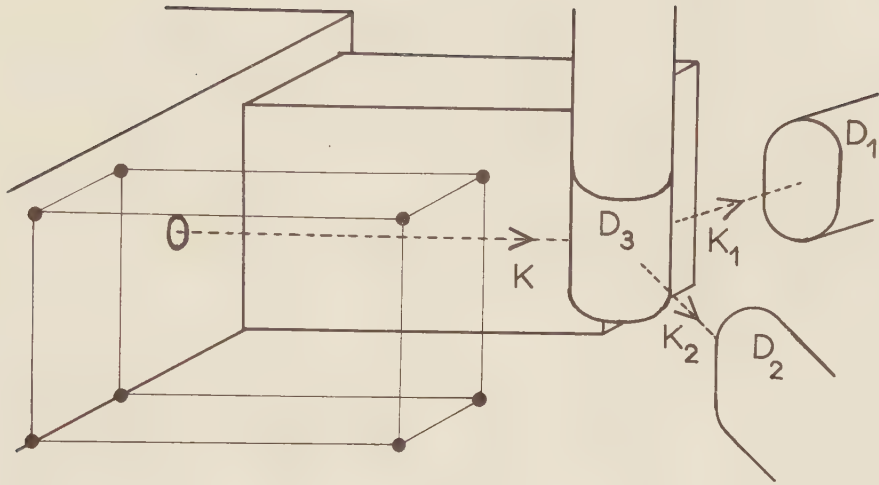


Figure 18 : Schéma montrant la disposition du collimateur et des trois détecteurs.

III - Circuits d'analyse -

Nous avons été amenés à construire la plupart de nos circuits nous les décrirons brièvement ici.

a) Sélection en énergie - Chaque détecteur délivre deux impulsions de polarités opposées. Les impulsions positives, obtenues sur une charge de 2,7 kohms placée sur la quatorzième dynode, sont appliquées à un circuit de Wight qui permet leur transport pour être analysées en amplitude. Nous avons réalisé deux sélecteurs d'amplitude à bande variable dans une première version (figure 21) les seuils étaient définis par des diodes à polarisation variable suivies de triggers utilisant des tubes à émission secondaire (Le 54). Par la suite nous les avons modifiés de façon à réduire leur temps mort. Nous avons utilisé des amplificateurs à gain variable suivis de triggers très rapides décrits par DAVIDON (Da 56). Les circuits d'anticoïncidence sont formés de tubes 6 BN 6 à deux grilles de

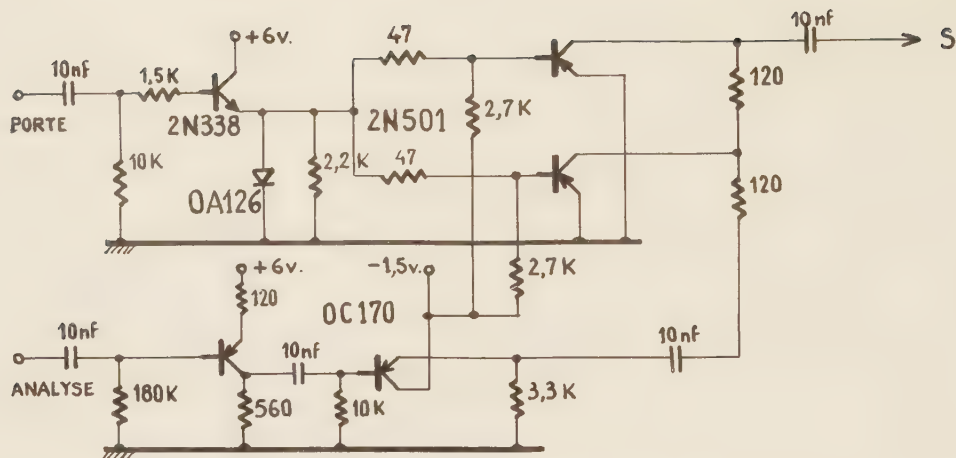


Figure 19 : Circuit Porte.

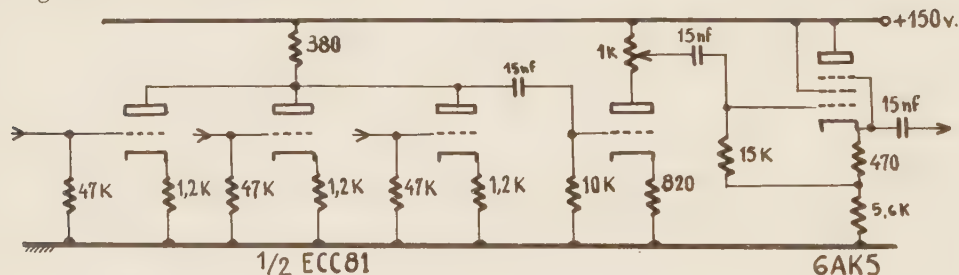
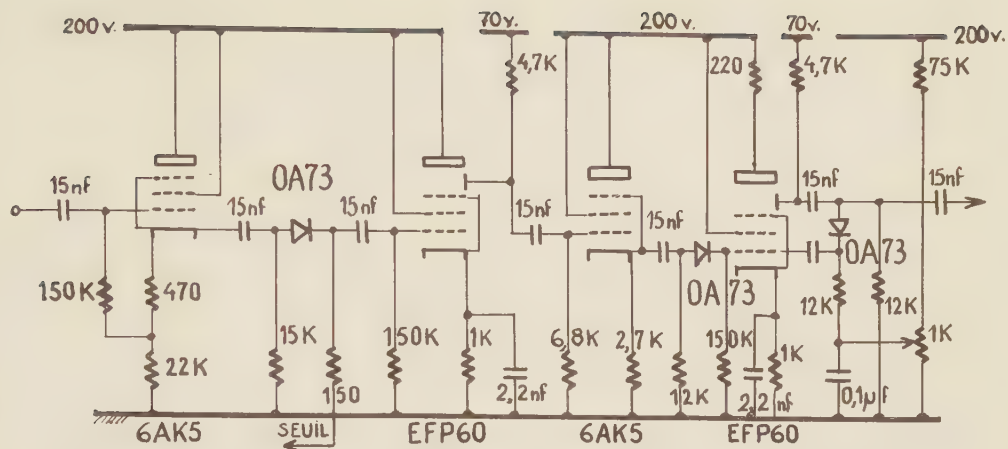


Figure 20 : Circuit d'addition.

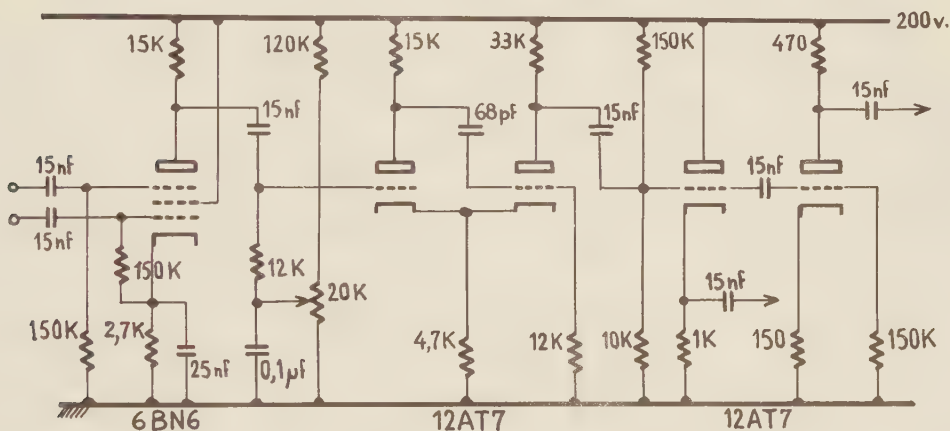
commande. Les sélecteurs délivrent des impulsions positives de 10^{-7} sec. de largeur, destinées à déclencher le circuit de coïncidence lent.

Parmi les circuits participant à la sélection en énergie, nous citerons aussi la réalisation d'un circuit porte à transistors (figure 19) et d'un circuit permettant l'addition de trois impulsions (figure 20).

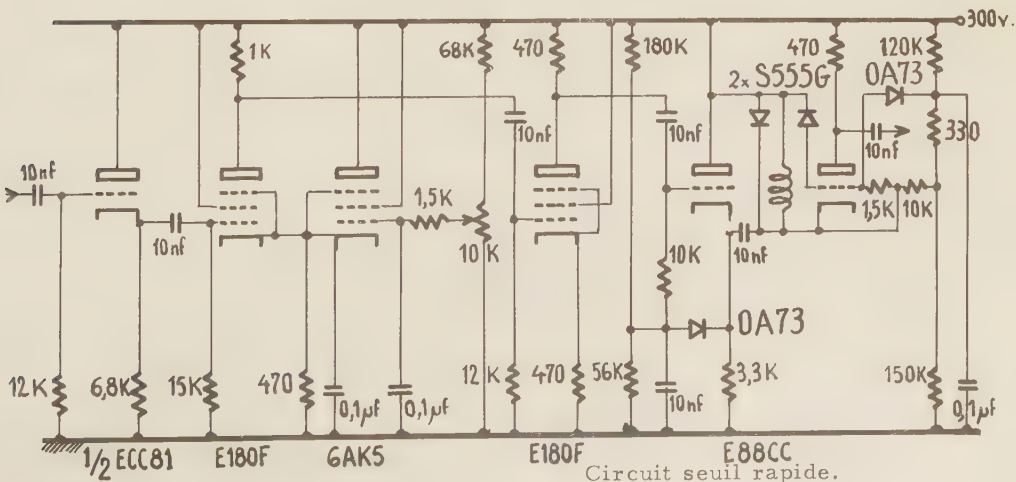
b) Sélection en temps - Elle est assurée par les circuits de coïncidence. Nous avons essayé la plupart des montages cités dans la littérature pour finalement adopter le plus simple et le plus ancien : le circuit de Rossi. Son principe est de bloquer deux ou plusieurs tubes, suivant les circonstances, ayant une charge de plaque commune. La qualité essentielle de ces circuits c'est à dire la précision en temps avec laquelle ils fixent la simultanéité de deux événements, n'est pas une de leurs caractéristiques intrinsèques. Elle



Circuit seuil.



Circuit d'anticoïncidence.



Circuit seuil rapide.

Figure 21 : Sélecteurs à bande variable.

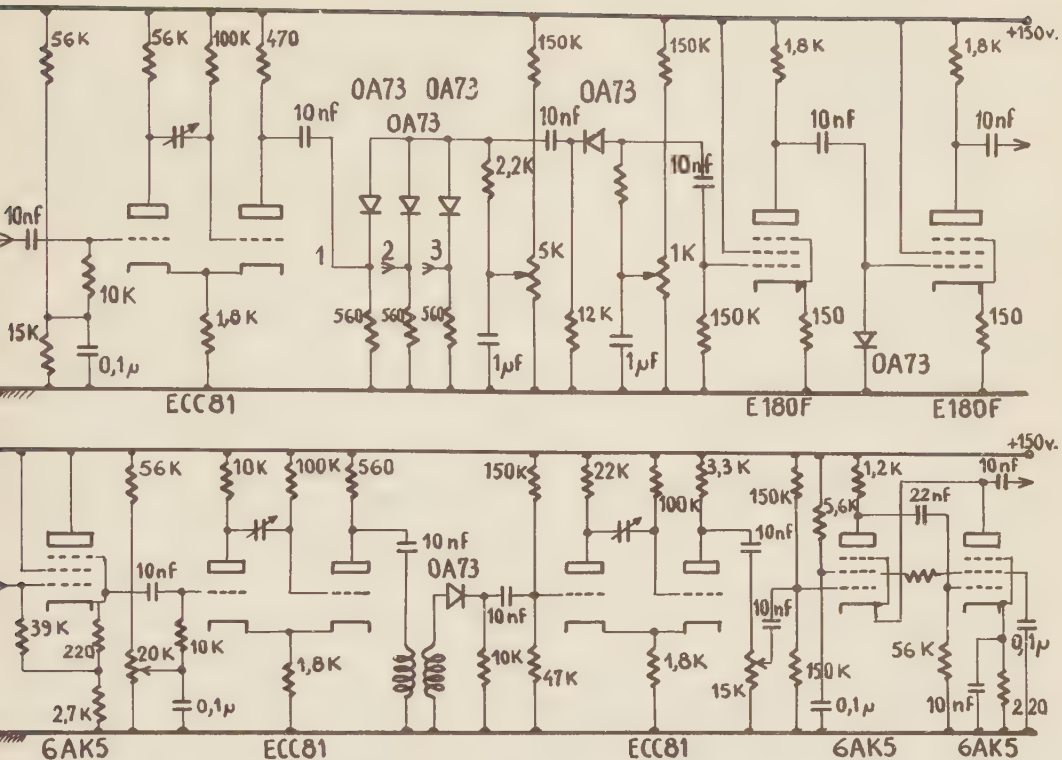
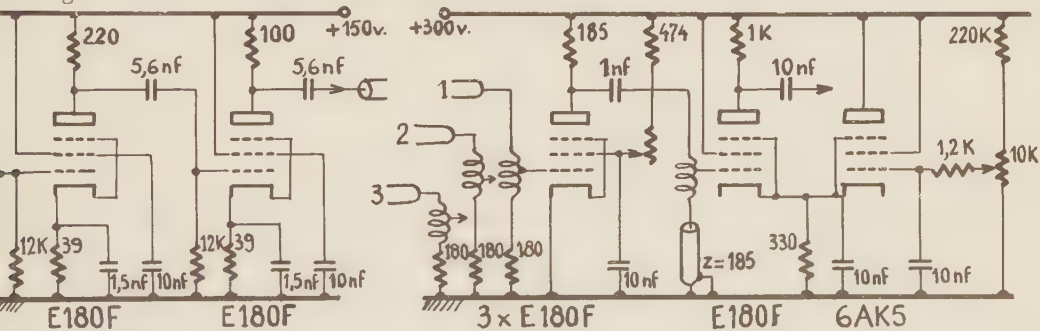


Figure 23 : Circuit de coïncidence lent.



Préamplificateur.

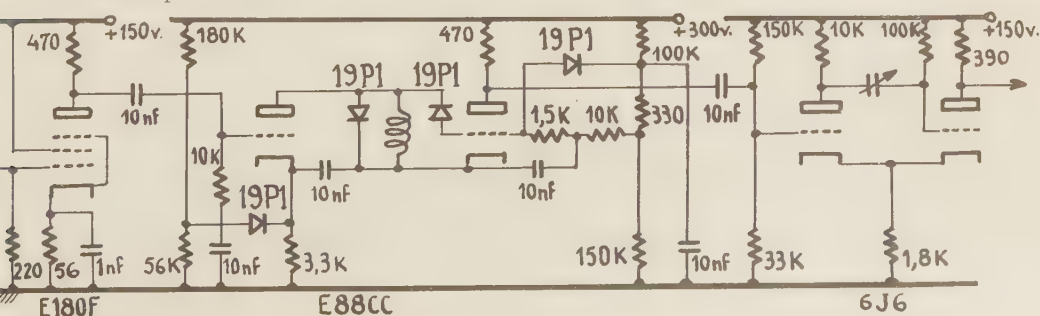


Figure 22 : Circuit de coïncidence rapide.

dépend de la qualité des impulsions qui leur sont appliquées ; il est donc nécessaire d'obtenir des impulsions ayant le meilleur temps de montée possible, c'est de lui que dépendra le temps de résolution minimum qui est toujours recherché.

Il est courant de voir les photomultiplicateurs à grand gain chargés par des résistances d'une centaine d'ohms. Dans ces conditions, les impulsions sont déformées par le bruit de fond qui devient très important, puisqu'il faut appliquer des hautes tensions très élevées pour les obtenir suffisamment grandes aux bornes de la faible charge qui n'intègre pas le signal délivré à l'origine par le scintillateur, surtout lorsque ce dernier est du NaI(Tl) dont le temps de désexcitation est $2,5 \cdot 10^{-7}$ sec. La mise en forme fournit alors une première impulsion correcte qui peut être suivie d'une ou plusieurs impulsions parasites, distribuées au hasard dans le temps et dont l'origine doit être recherchée dans le bruit de fond porté par l'impulsion initiale. Comme nous nous servons d'autre part des impulsions délivrées par la dernière dynode chargée par quelques kilo-ohms, pour la sélection en énergie, nous avons préféré prendre une charge plus grande : 2,7 k ohms, qui permet une intégration presque totale du signal, et placer des préamplificateurs près des photomultiplicateurs (figure 22) dont le premier tube sert d'écrêteur et fournit une première uniformisation en hauteur des impulsions. Celles-ci sont finalement délivrées sous faible impédance et peuvent être transportées facilement jusqu'au circuit de coïncidence. Celui-ci est formé de trois tubes à charge commune qui participent encore à la mise en forme puisqu'ils écrêtent les impulsions. L'uniformisation en durée est assurée par une ligne court-circuitée placée dans le circuit grille du tube suivant qui fait fonction d'élément non linéaire en étant bloqué au repos. Les impulsions obtenues sont triangulaires et ont une durée de 20 m μ s à la base. Le seuil d'un trigger rapide sélectionne ensuite les signaux de coïncidence et élimine les signaux dus à des impulsions isolées. Le dernier étage délivre des signaux standards de 0,1 μ sec. destinés au circuit de coïncidence lent. L'efficacité du circuit rapide est de 100 % au-dessus d'un certain seuil en éner-

gie dépendant du gain du photomultiplicateur, et son temps de résolution est de 10^{-8} sec. Le circuit de coincidence lent (figure 23) est inspiré de celui de MADEY (Ma 55) : blocage de trois diodes à charge commune. La sélection des signaux de coincidence est faite par un élément non linéaire à diode suivi d'un univibrateur à seuil fixe, la largeur des signaux qu'il délivre est ajustable et permet, après dérivation, d'obtenir un retard variable, réglé de façon à équilibrer un retard fixe placé avant le circuit porte sur la voie d'analyse en amplitude.

IV - Etude de l'électron de recul -

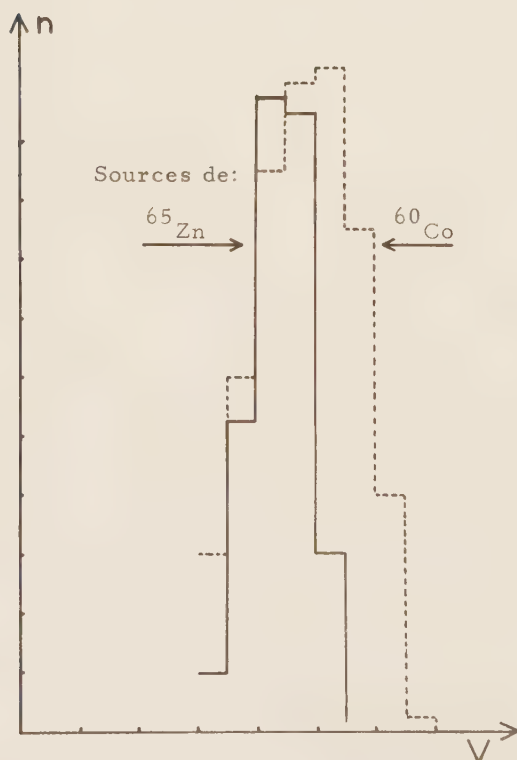


Figure 24 : Spectres de l'électron de recul de l'effet Compton simple.

Nous avons fait ces expériences avec une source de ^{60}Co car nous n'avons pu disposer de ^{65}Zn d'assez grande activité. Si la dispersion en énergie due aux deux photons de 1,17 et 1,33 MeV a peu d'importance pour l'effet double, puisque nous étudions les énergies distribuées de façon continue, elle est très nette pour l'effet simple. La figure 24 montre la différence des spectres obtenus pour l'électron de recul de l'effet simple avec des sources de ^{65}Zn et de ^{60}Co , la résolution ne permet pas de séparer les deux pics distants de 112 keV que nous attendions avec la source de ^{60}Co .

L'analyse du photon diffusé nous a permis de déterminer le produit A.n. pour cette source :

$$A_n = N_s / d \sigma_{K.N.} . P.t. \Delta o = 0,455.10^{29} . N_s$$

Nous avons pu obtenir : $N_s = 0,46/\text{sec}$, ce qui donne : $A_n = 0,21.10^{29}/\text{Sec}$. sans constater trop de déformation sur le spectre de l'électron de recul de l'effet simple avec une source de ^{60}Co de 0,3 mC.

Le montage utilisé pour les expériences qui vont suivre est donné figure 25 : circuit lent-rapide avec coïncidence triple rapide entre les trois détecteurs et deux sélecteurs latéraux, servant à réduire le taux des coïncidences parasites en limitant la bande d'énergie détectée par les détecteurs latéraux à celle des photons de l'effet simple pour le seuil supérieur, et à un très faible seuil inférieur pris arbitrairement. Le signal délivré par le circuit lent-rapide ouvre un circuit porte qui laisse passer le signal du détecteur central et permet son analyse, c'est à dire l'analyse du spectre de l'électron de recul.

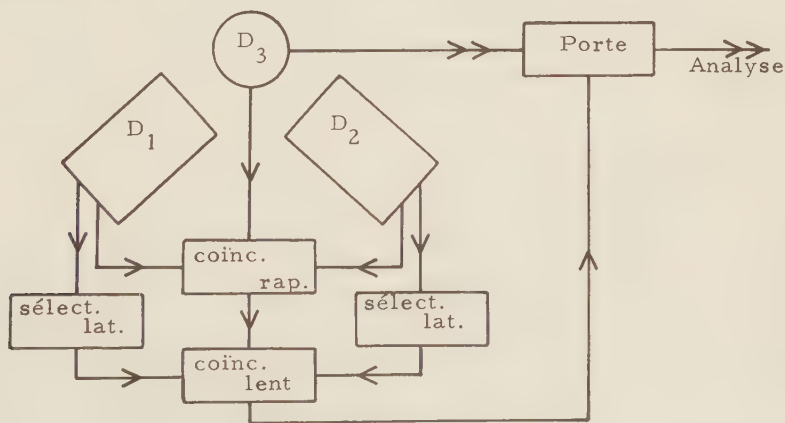


Figure 25 : Schéma de principe pour l'analyse de l'électron de recul avec trois détecteurs.

Nous nous sommes placés dans la configuration géométrique :

$\vartheta_1 = \vartheta_2 = 1/2 \vartheta_{12} = 50^\circ$ où la section efficace est assez favorisée compte-tenu de l'énergie incidente : la face avant des détecteurs latéraux était à 50 cm. du centre de la cible.

Malgré des durées de comptage allant jusqu'à 57.600 sec. les expériences n'ont rien permis de conclure. Il y a quelques 40 coups correspondant à des énergies comprises entre 0,2 et 1 MeV répartis sur 9 canaux avec 1 ou 2 coups par canal. La plupart de ces coups sont à attribuer aux cosmiques, nous ne pouvons rien dire sur les autres car la limite maximum que peut prendre l'énergie de l'électron de recul dans cette configuration, 465 keV, n'est pas marquée, la seule conclusion que nous pouvons tirer de cette expérience est qu'elle ne contredit pas les prévisions théoriques qui indiquent un coup pour $2 \cdot 10^5$ sec.

Pour essayer d'obtenir un résultat avec cette expérience, il fallait augmenter le nombre de coups : la seule ^{quantité} sur laquelle nous pouvions agir était les angles solides sous lesquels la cible était vue depuis les détecteurs latéraux, nous avons tracé figure 17, la variation de G en fonction de l'énergie pour différentes distances source-détecteur, ainsi que, figure 26, la quantité

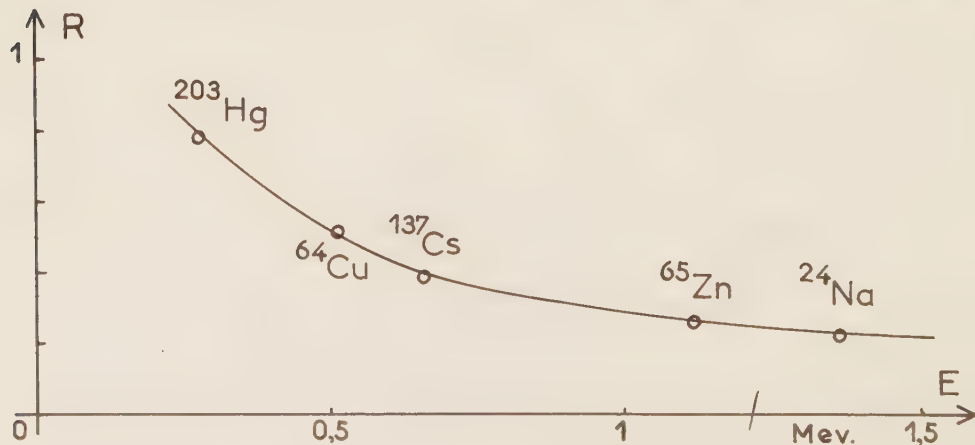


Figure 26 : Courbe représentative de R pour un cristal NaI(Tl) de 2" x 2".

R qui ne varie pratiquement pas avec la distance. En choisissant la valeur de 500 keV qui correspond à peu près à l'énergie des photons à l'équipartition, nous avons tracé, figure 27, la variation de $p = R.G. \frac{\Delta_0}{4\pi}$ en fonction de la distance d, et, figure 28, le carré de cette grandeur qui intervient dans le calcul du nombre de coups prévisibles. La courbe est grossièrement fonction de $1/d^4$ et pour ne pas rendre excessivement faibles les taux de comptage, il ne faut pas dépasser $d = 10$ cm.

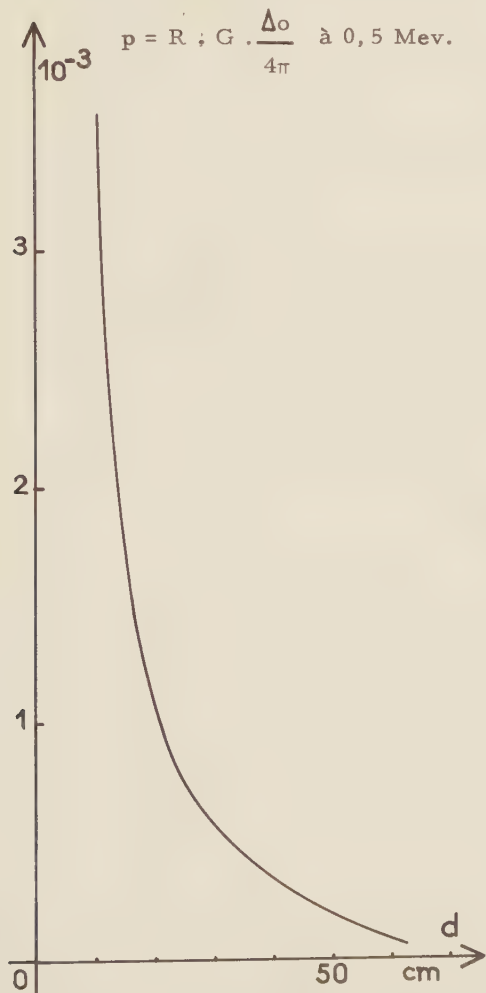


Figure 27 : Courbe représentative de $p(0,5)$ en fonction de d .

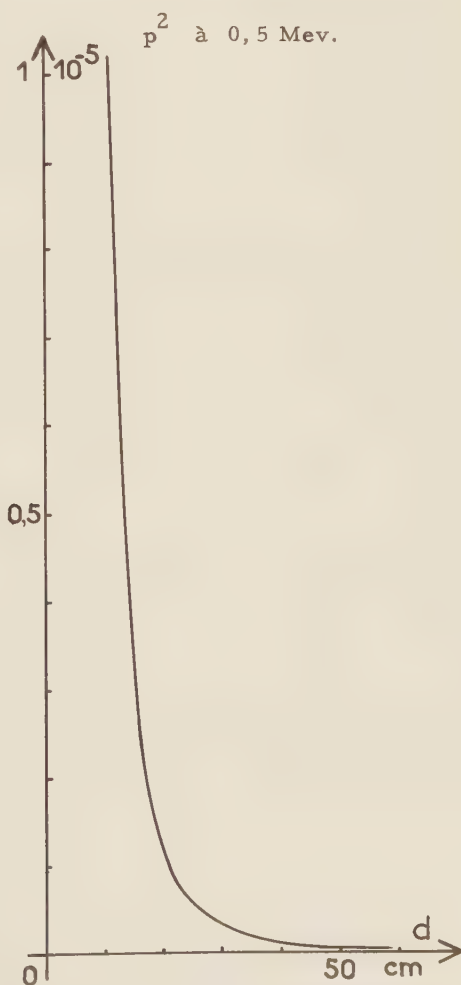


Figure 28 : Courbe représentative de $p^2(0,5)$ en fonction de d .

Malheureusement, avec cette géométrie, l'expérience devient grossière car les angles de diffusion sont mal définis et pour faire la comparaison avec la section efficace théorique, il faudrait intégrer cette dernière par rapport à ν_1 , ν_2 et ν_{12} dans les limites où ils sont acceptés expérimentalement. Devant l'importance du calcul numérique que cela demande nous nous bornerons à une expérience qualitative en nous référant à l'énergie maximum que peut prendre l'électron de recul dans la géométrie considérée, c'est à dire celle qu'il a dans l'effet simple. Pour cela, nous avons fait un spectre de l'électron de l'effet simple en utilisant un seul détecteur latéral, il est donné figure 29. La largeur du pic s'explique par le grand intervalle accepté pour l'angle de diffusion

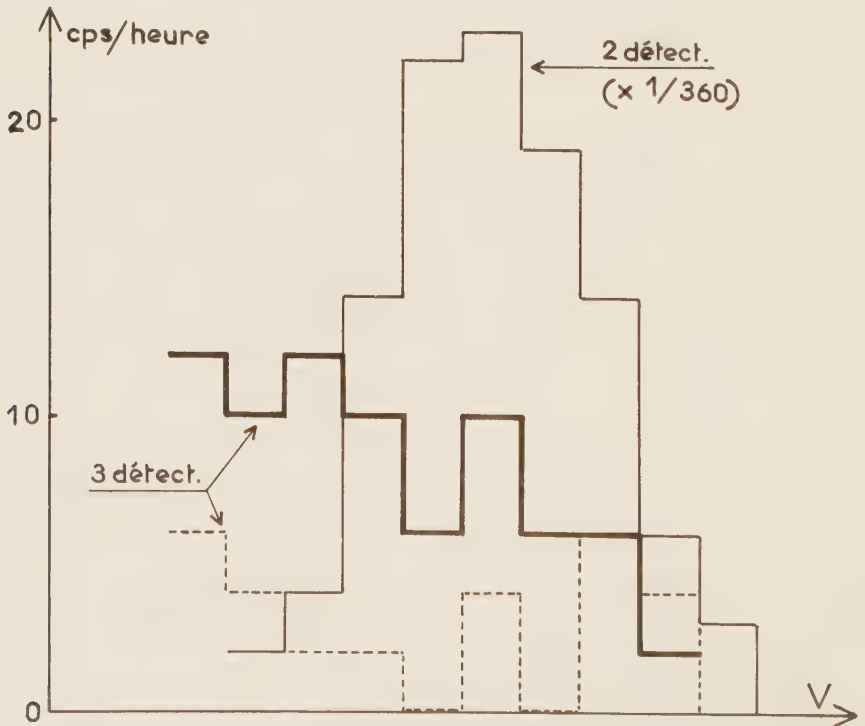
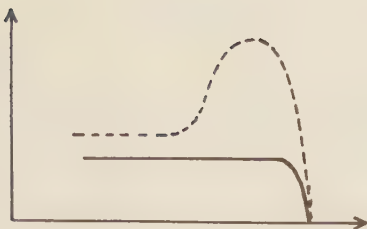


Figure 29 : Spectre enregistré par D_3 en coïncidence avec D_1 , puis avec D_1 et D_2 , avec et sans source.



Nous schématisons ce pic ainsi, en pointillé ; en traits pleins, nous représentons le spectre attendu avec les trois détecteurs en coincidence, son énergie maximum est celle du pic.

Expérimentalement, nous obtenons avec les trois détecteurs, le spectre porté figure 29, il paraît conforme au spectre attendu, mais il faut signaler qu'au delà de la bande d'énergie que nous analysons le surplus de notre sélecteur indique la présence d'un grand nombre de coups, pour en connaître l'origine, que nous attribuons à des coïncidences fortuites, nous avons fait un comptage en otant la source, il est porté aussi figure 29. L'influence de la source est nette, mais il existe une différence dans le surplus lorsque la source est absente ou en place. Cette expérience n'est donc pas concluante, puisque le seul critère que nous avons, n'est pas vérifié nettement. Elle montre cependant bien la difficulté essentielle que nous avons rencontré tout au long de notre travail : la petitesse des taux de comptage.

Nous avons aussi fait cette expérience avec une source de ^{24}Na , mais dans ce cas les résultats étaient encore beaucoup moins nets à cause de la présence des deux photons de 1,38 et 2,76 MeV.

Nous avons cherché une autre méthode dans laquelle le critère de sélection sera plus précis que la limite supérieure d'un spectre dont l'intensité est très faible.

V - Sommation des impulsions fournies par les trois détecteurs -

L'effet que nous recherchons ne présente pas de caractéristique précise, permettant une mise en évidence expérimentale facile comme l'effet Compton simple, par exemple, où, sous un angle de diffusion donné, il existe un photon d'énergie bien définie. Nous sommes en présence d'un phénomène à trois corps liés par la conservation de l'énergie ; pour tirer le meilleur parti possible de cette seule caractéristique, il faut la faire apparaître directement dans l'expérience. Pour cela nous utilisons toujours trois détecteurs en coïncidence et nous nous arrangeons pour qu'ils aient le même gain et fournissent des impulsions identiques en durée dont nous faisons la somme (figure 30). Analysons ce qui va se passer en raisonnant sur deux détecteurs simplement, dans la recherche de l'effet simple : le circuit de coïncidence déclenche l'ouverture de la porte laissant passer le signal somme des deux impulsions ayant participées à la coïncidence ; pour l'effet que nous cherchons, celle provenant du détecteur central correspondra à la perte d'énergie

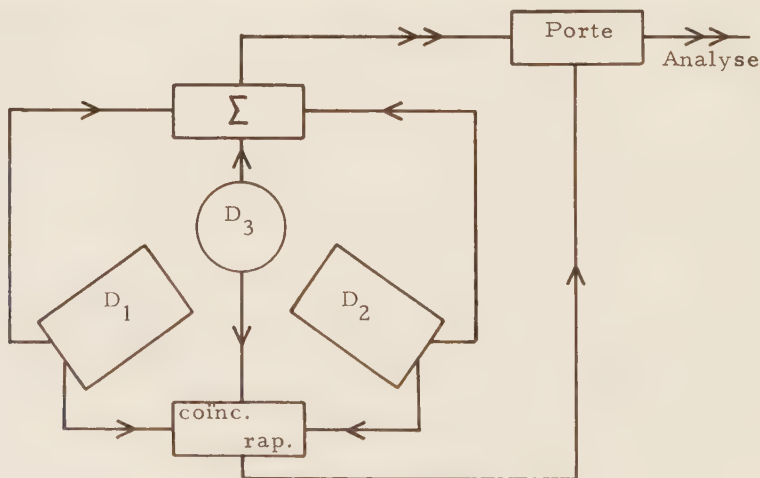


Figure 30 : Schéma de principe pour l'analyse de l'énergie totale mise en jeu dans le phénomène.

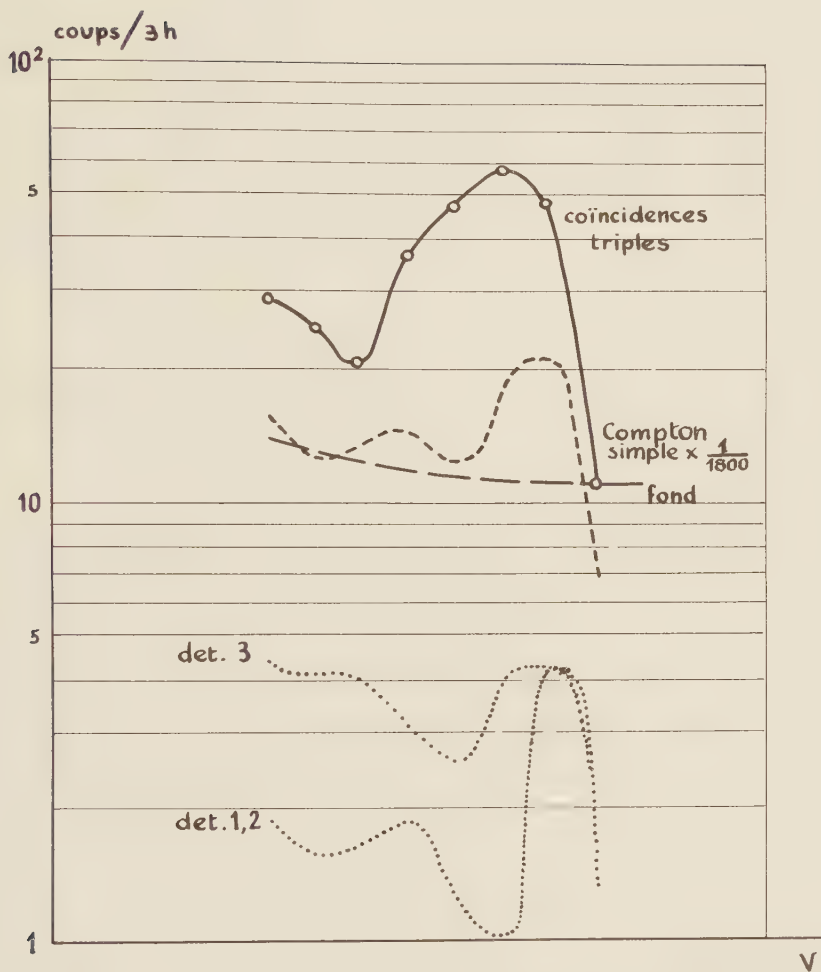


Figure 31 : Spectre - somme des trois détecteurs en coïncidence.

En tiret : Spectre de deux détecteurs seulement, montrant l'effet Compton simple.

En pointillé: Spectres des trois détecteurs, pris individuellement, pour l'énergie initiale de 1, 12 Mev.

cinétique de l'électron de recul, cette voie fournira donc un pic d'une certaine énergie dont la largeur correspond à la résolution du détecteur. Le détecteur latéral fournit le spectre du photon diffusé, c'est à dire le spectre d'un faisceau de photons monoénergétiques dont le pic d'absorption totale, seulement, est proportionnel à l'énergie des photons. En coïncidence, nous analyserons donc la somme d'un pic et d'un spectre total, l'allure doit donc être celle d'un spectre total dont le pic correspondra à l'énergie incidente. C'est ce que nous avons vérifié.

Pour ne pas élargir inutilement les pics nous avons utilisé une source monoénergétique de ^{65}Zn qui nous permet d'obtenir pour la quantité A_n , la valeur $7.10^{27}/\text{cm}^2/\text{sec}$.

Nous donnons figure 31 les spectres obtenus par chaque détecteur pour les photons de 1,12 MeV de ^{65}Zn , pour montrer l'égalité des gains nous notons que le détecteur central qui est un cristal de $1''.1''$ a une résolution moins bonne que celle des scintillateurs latéraux. Nous avons vérifié le bon fonctionnement du circuit d'addition avec une source de ^{22}Na , et en faisant une expérience avec deux détecteurs seulement, pour retrouver l'énergie des photons incidents dans l'effet Compton simple, ce résultat est porté figure 31. Le spectre obtenu a l'allure d'un spectre normal et nous retrouvons bien un pic correspondant à 1,12 MeV, qui a la résolution du détecteur central. Cette méthode permet donc de mettre en évidence un effet d'énergie totale définie. Au delà du pic représentant cette énergie, il ne doit exister que le fond mesuré en l'absence de faisceau incident, montrant ainsi qu'il n'existe pas de phénomène parasite ; nous ne parlons pas des coïncidences fortuites, car il ne peut pratiquement pas y en avoir, en effet, leur taux est donné par :

$$N_f = 3\tau^2 n_1 n_2 n_3 \quad \text{avec} \quad \left| \begin{array}{l} \tau = 10^{-8} \text{ sec.} \\ n_1, n_2 \leq 10^3/\text{Sec.} \\ n_3 \leq 10^4 \text{ sec.} \end{array} \right.$$

nous obtenons :

$$N_f \leq 3.10^{-6}/\text{sec.}$$

ce qui négligeable.

Dans ces conditions nous avons repris les expériences avec trois détecteurs situés à 10 cm de la cible, à 50° de part et d'autre du faisceau incident provenant de la source de ^{65}Zn utilisée ci-dessus. Les résultats sont portés figure 31.

Par comparaison avec l'effet simple, nous voyons que le pic s'est nettement déformé du côté des basses énergies ; cet élargissement peut être attribué à la fin du spectre Compton de chacun des photons diffusés qu'il englobe largement.

La surface du pic correspondant à un taux de comptage de $1,4.10^{-2}/\text{sec}$, nous allons évaluer l'ordre de grandeur auquel conduit la section efficace théorique en prenant la valeur de son minimum s pour $\vartheta_1 = \vartheta_2 = 1/2$ $\vartheta_{12} = 50^\circ$, et en la supposant constante à l'intérieur des angles solides acceptés expérimentalement :

$$N_d = A.n. \alpha. r_o^2 . s. \Delta E_1 . t. P. \frac{d\omega_1}{4 \pi} . \frac{d\omega_2}{4 \pi}$$

$$= 7.10^{27} . 5.7.10^{-28} . 18.0,4(0,76.0,58.10^{-2})^2 = 0,35.10^{-3}/\text{se}$$

Cette valeur est un minimum puisque nous ne tenons compte que de ce qui est absorbé dans le pic d'absorption totale pour les photons diffusés et que nous supposons la section efficace constante en fonction de l'énergie des photons en choisissant la valeur de son minimum ; mais ce ne sont pas

ces approximations qui introduisent un facteur de l'ordre de 40 et résultats théoriques et expérimentaux.

Qualitativement, cependant, l'expérience est bonne car nous trouvons bien un pic correspondant à l'énergie initiale et ce pic est le résultat de l'analyse d'un spectre fourni par l'addition de trois signaux, ce qui prouve qu'il existe un phénomène à trois corps, engendré par le faisceau des photons incidents, dont la somme des énergies cinétiques est égale à l'énergie de ces photons. Le phénomène de création de paires suivi de l'annihilation du positon en deux photons remplirait ces conditions, mais la géométrie de l'expérience l'interdit. En effet, les deux photons d'annihilation sont émis à 180° l'un de l'autre et aucun point de la cible ne se trouve aligné avec les détecteurs (figure 32). Nous ne pensons pas qu'il y ait d'autre effet pouvant engendrer des coïncidences parasites.

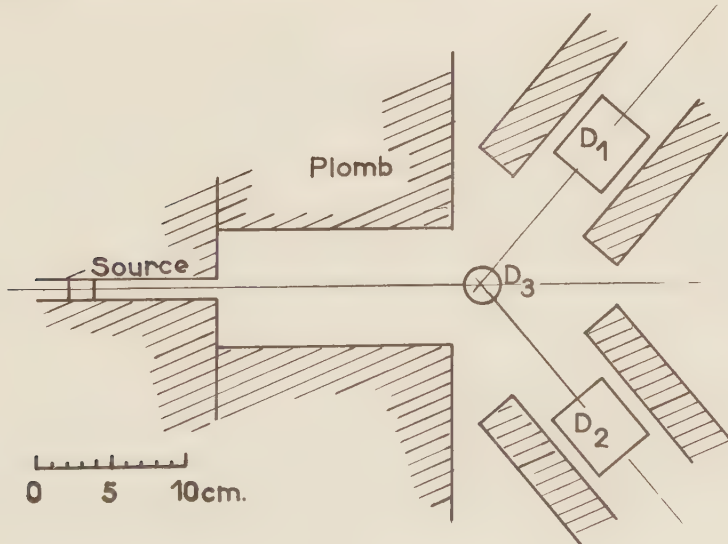


Figure 32 : Géométrie utilisée dans l'expérience de sommation des trois impulsions.

Cette expérience ne permet malheureusement pas de faire une étude même grossière, à cause des grands angles solides mis en jeu, de la section différentielle, car si nous augmentons les angles de diffusion, nous enregistrerons des créations de paire, et si nous les diminuons, nous augmenterons les diffusions d'un détecteur dans l'autre à cause du manque de protection, donc le taux des coïncidences parasites.

CHAPITRE II

ETUDE AVEC DEUX DÉTECTEURS

Il y a deux possibilités d'envisager des expériences avec deux détecteurs :

- Nous pouvons étudier l'électron de recul et l'un des photons diffusés en utilisant comme précédemment un détecteur servant de cible, nous retrouverons donc le même inconvénient : une limitation sur le flux des photons incidents. Mais le fait de ne détecter que l'un des photons revient à faire l'étude de la section efficace intégrée sur tout l'espace pour le second photon émis. Il n'intervient donc plus qu'un seul angle solide et nos taux de comptage vont s'en trouver améliorés.

- Nous pouvons aussi détecter les deux photons diffusés par une cible inerte, nous retrouvons les deux angles solides, mais il n'y a plus de restriction sur l'irradiation de la cible.

Ces deux types d'expériences sont entièrement différents, nous allons les étudier séparément.

ANALYSE DE L'ELECTRON DE REcul ET D'UN PHOTON DIFFUSE

Nous conservons le détecteur central et un détecteur latéral, comme pour l'étude de l'effet simple. Tous les deux sont en coïncidence et il est possible de placer un sélecteur à bande sur l'une des voies pendant que l'autre voie est analysée par le sélecteur multicanaux à travers le circuit porte. Dans ces conditions nous pouvons envisager l'analyse soit de l'électron de recul avec une sélection sur l'énergie du photon diffusé, soit du photon diffusé avec sélection sur l'énergie de l'électron de recul.

I - Analyse de l'électron de recul -

Le schéma du montage est donné figure 33. Supposons que le

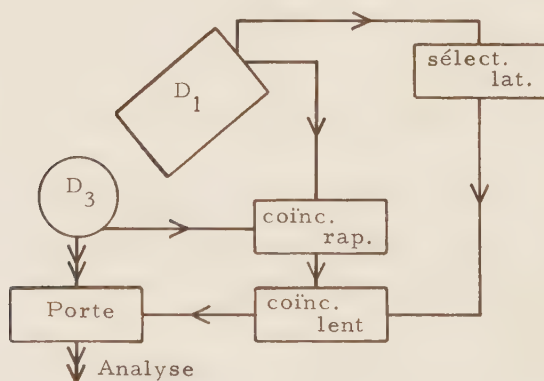


Figure 33 : Schéma de principe pour l'analyse de l'électron de recul dans une expérience avec deux détecteurs.

seuil inférieur du sélecteur soit au minimum et le seuil supérieur au maximum. Nous accepterons en coïncidence la totalité des spectres, au seuil du circuit de coïncidence près ; plusieurs phénomènes vont contribuer au spectre recueilli après le circuit porte. Le principal est l'effet Compton simple dont nous analyserons le pic correspondant à l'électron de recul ; il peut aussi y avoir création d'une paire électron-positon, annihilation du positon et détection dans D_1 d'un photon de 0,5 MeV, dans ce cas nous recueillons dans D_3 la perte d'énergie cinétique du positon et de l'électron, soit environ 100 keV pour des photons incidents de 1,12 MeV. A ce pic peut s'ajouter en partie ou en totalité l'énergie d'un photon de 0,5 MeV qui ne sort pas de la cible, c'est à dire une probabilité de 0,33, il y aura donc un pic dont la surface sera $0,33/0,67 = 0,5$ fois celle du pic de 100 keV.

L'effet Compton double se présente comme un fond continu dont l'énergie maximum e_M correspond à celle de l'électron de recul de l'effet simple. Là aussi il faut considérer le cas où le second photon est absorbé dans la cible et où D_3 analyse l'énergie $E - E_1$ qui est toujours supérieure à e_M .

Le spectre obtenu en coïncidence par le détecteur central risque donc d'être assez complexe, cela sans tenir compte des coïncidences fortuites.

Afin de placer la bande du sélecteur latéral, précisons ce que D_1 enregistre. Nous trouvons : le photon Compton diffusé 530 KeV, le photon d'annihilation de 0,511 MeV, le photon de l'effet double dont l'énergie varie de 0 à 530 keV.

La bande d'énergie qui nous intéresse est donc comprise entre 0 et 530 KeV et contient le photon d'annihilation ainsi que la partie du spectre du photon de 530 keV qui n'est pas détecté dans le pic d'absorption totale. Le sélecteur latéral est donc inutile, il ne permet pas d'isoler l'effet Compton double, l'analyse de l'électron de recul n'est pas possible dans cet-

te expérience.

II - Analyse du photon diffusé -

Nous plaçons maintenant le sélecteur à bande sur le détecteur central et le sélecteur multicanaux sur la voie latérale (figure 34). Si nous acceptons la totalité du spectre fourni par D_3 , nous obtiendrons sur D_1 , en coïncidence, comme nous l'avons dit ci-dessus, un spectre correspondant à :

- un photon de 530 keV
- un photon de 511 keV
- les photons de l'effet double

En abaissant le seuil supérieur du sélecteur à bande, c'est à dire en limitant l'analyse du spectre fourni par D_3 à un certain maximum en énergie, il est possible d'éliminer l'effet Compton simple malheureusement la suppression du pic de l'électron de recul de l'effet simple entraîne la disparition d'une grande partie du spectre de l'électron de l'effet double et conserve le pic dû à la perte d'énergie cinétique des paires créées dans la cible.

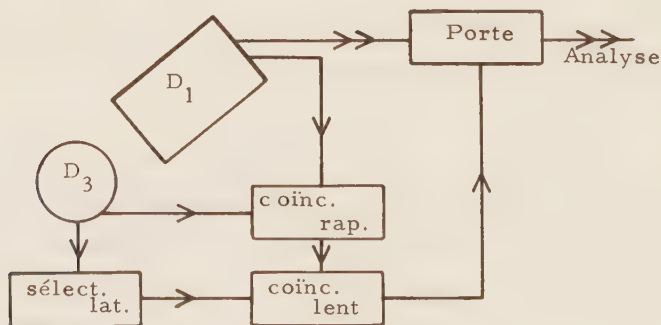


Figure 34 : Schéma de principe pour l'analyse d'un photon diffusé dans une expérience avec deux détecteurs.

Nous avons effectué cette mesure : le détecteur latéral est à 50 cm de la cible et le flux incident est le même que dans l'expérience de sommation avec trois détecteurs. Dans ces conditions, nous avons obtenu les résultats portés sur les figures suivantes.

Sur la figure 35, nous précisons la bande d'énergie sur laquelle est réglée le sélecteur latéral, en montrant comment sont modifiés les spectres du ^{137}Cs et du ^{22}Na par sa présence : le pic de 661 keV disparaît complètement, celui de 511 keV est atténué dans le rapport 2/3. Le pic de l'électron de recul de l'effet simple de 590 keV est donc bien éliminé.

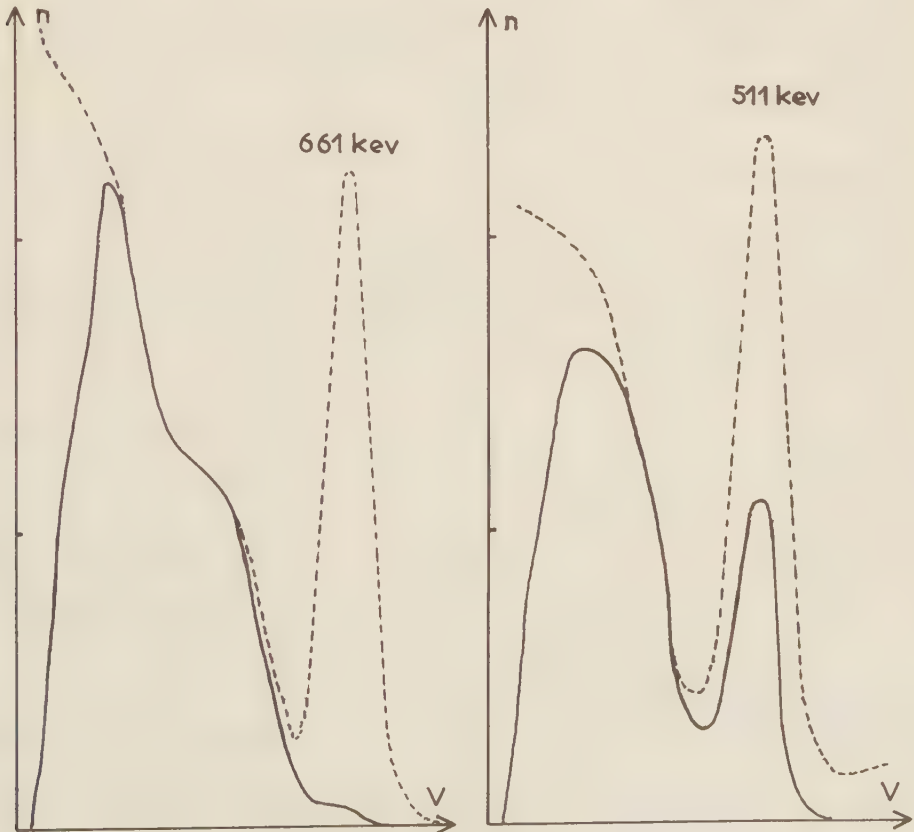


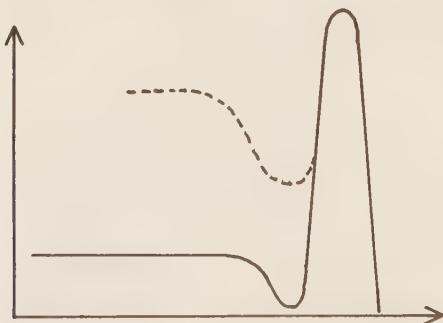
Figure 35 : Spectres montrant l'influence de la bande du sélecteur latéral.

La figure 36 représente le spectre obtenu par D_3 en utilisant simplement un circuit de coïncidence lent (courbe 1), puis un circuit de coïncidence rapide (courbe 2). Nous pouvons déjà constater la disparition des coïncidences fortuites, ce phénomène est surtout spectaculaire pour les énergies supérieures à celle de l'électron de recul de l'effet simple. Dans la bande d'énergie analysée, il n'y a plus rien au-dessus de ce pic, par contre, du côté des énergies inférieures à e_c il subsiste une queue, c'est justement le domaine qui nous intéresse.

Sur la figure 37, la courbe 1 montre le spectre enregistré par D_1 , en coïncidence avec D_3 dont nous conservons la totalité du spectre. Le pic d'absorption totale du photon diffusé de l'effet simple est très net, mais il faut faire deux remarques :

- il n'y a plus rien dans la bande d'énergie analysée au-dessus de ce pic,

- le spectre n'est pas celui d'un photon monoénergétique : la partie du spectre située en avant du pic d'absorption totale de 530 keV est beaucoup trop importante compte-tenu de l'énergie considérée, en effet pour cette énergie. Un spectre peut-être schématisé suivant le tracé



ci-contre : la surface du pic d'absorption totale est environ la moitié de la surface du spectre entier. Nos résultats montrent que la surface précédant le pic est beaucoup plus importante que ce dernier ce qui indique qu'il y a dans le spectre autre chose qu'un photon de 530 keV.

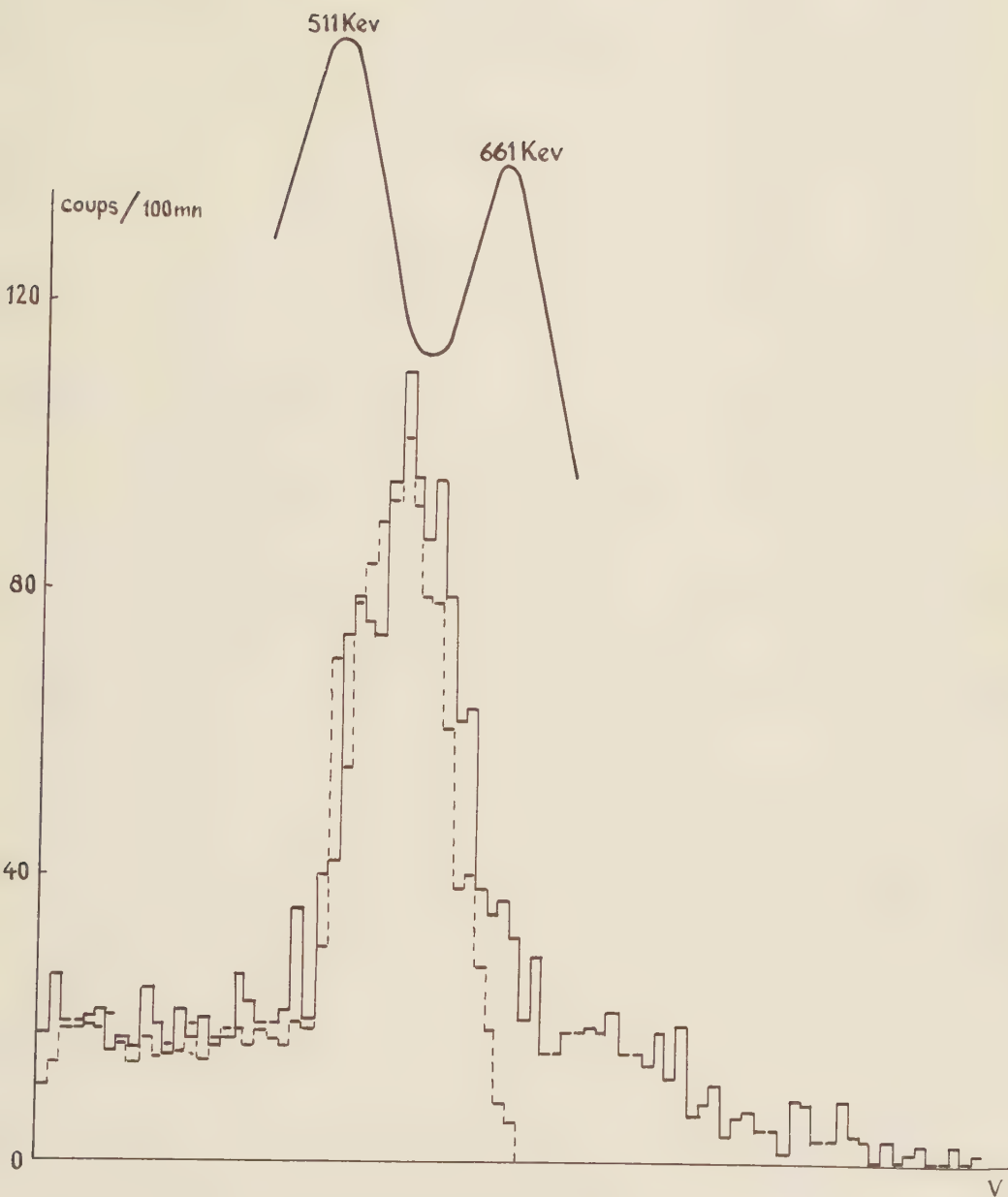


Figure 36 : Spectre enregistré par D_3 en coïncidence avec D_1 ,
en trait plein:avec circuit de coïncidence lent,
en tiret: avec le circuit de coïncidence rapide.



Figure 37 : Spectres enregistrés par D_1 en coïncidence avec D_3 .

Examinons plus en détail les résultats portés sur la figure 37. Tout d'abord en ce qui concerne la statistique, le nombre de coups moyen dans chaque canal est de l'ordre de 100 ce qui autorise des écarts de l'ordre de 10 par rapport à la moyenne, c'est bien l'ordre de grandeur des oscillations que nous voyons sur le spectre. Mais il est tout de même assez net pour pouvoir en tirer des conclusions sans qu'il soit utile d'envisager des temps de comptage 10 fois plus longs avec toutes les difficultés que cela implique.

Lorsque nous comparons les courbes 1 et 2, nous voyons tout de suite qu'il subsiste sur (2) un pic à l'emplacement de celui de (1). Compté de l'énergie à laquelle il se trouve, nous pouvons envisager deux explications :

- l'électron de recul de l'effet simple n'est pas complètement éliminé,

- l'effet de création de paires dans la cible et d'annihilation du positon peut donner un photon de 511 keV et n'est pas éliminé par la sélection en énergie.

Il nous faut donc évaluer le taux de comptage dû à cet effet : la section efficace de création de paires totale, dans le NaI, par les photons de 1.12 MeV, est : $\sigma_p = 3,44 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2/\text{molécule}$, le nombre de photons de 511 keV recueillis dans le pic d'absorption totale par le détecteur latéral sera :

$$N_p = A.m. \sigma_p . t(511) . G.R. \Delta o / 4 \pi$$

où m est le nombre de molécules contenues dans la cible. Nous connaissons la valeur du produit A.n. qui fait intervenir le nombre d'électrons total, nous obtiendrons A.m. en le divisant par le nombre de charges Z du NaI = 64.

$$A.m = A.n/Z = 7.10^{27}/64 = 1,1.10^{26}/\text{cm}^2 . \text{Sec.}$$

La transparence de la cible étant : 0,58, nous obtenons :

$$N_p = 0,88.10^{-4} \text{ sec.}$$

soit, pour la durée de l'expérience, de l'ordre de 3 coups.

L'effet de création de paires apporte donc une contribution négligeable à ce pic. Il faut donc l'attribuer à une mauvaise élimination de l'effet simple ; d'autres expériences ont été faites mais il subsiste toujours quelque chose.

Ce n'est pas cependant très gênant puisque nous connaissons le rapport du pic d'absorption totale au spectre complet ce qui nous permet d'éliminer de la partie continue du spectre la contribution des photons de l'effet simple qui donnent encore un pic. Nous évaluons donc la surface du spectre obtenu en supposant l'effet simple complètement éliminé, il reste une surface correspondant à $7,8.10^{-2}$ cp./sec.

III - Comparaison avec la théorie -

Evaluons maintenant le nombre d'effets doubles que nous pouvons espérer enregistrer. Nous donnons figure 38 $\frac{16\pi^2}{\alpha r_0^2} \cdot \frac{dG_p}{dE_1 d\Omega_1}$ en fonction de E_1 (Ca 61), c'est à dire la section efficace différentielle $\frac{dG_2}{dE_2 d\Omega_2 d\Omega_1}$ intégrée sur tout l'espace pour le second photon, le premier étant diffusé sous $\vartheta_1 = 60^\circ$, l'énergie incidente correspondant à celle des photons du ^{65}Zn .

Pour comparer avec les résultats expérimentaux, il faut tenir compte de la transparence de la cible $t(E_1)$ et de l'efficacité de détection de D_1 : $G(E_1)$, c'est le produit $\frac{16\pi^2}{\alpha r_0^2} \frac{dG_p}{dE_1 d\Omega_1} \cdot t \cdot G$ qu'il faut intégrer dans la bande d'énergie relative à l'expérience. Nous supposons l'angle solide de détection suffisamment

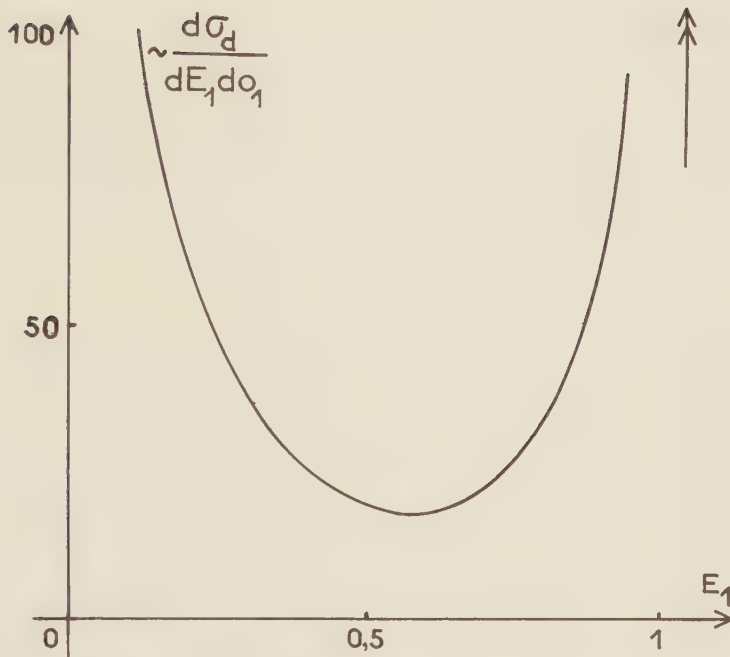


Figure 38 : Courbe représentative de la section efficace différentielle
intégrée sur la distribution angulaire totale de l'un des photons.

petit pour pouvoir considérer la section efficace comme constante dans tout cet angle; comme nous connaissons la quantité $G \frac{\Delta_0}{4\pi}$ donnée figure 17, nous traçons tout de suite la courbe représentative de $\frac{4\pi}{\alpha r_0^2} \cdot \frac{d\sigma_d}{dE_1} \cdot G$ en fonction de E_1 (figure 39). Nous nous heurtons ici pour la première fois au phénomène de divergence infra-rouge. Nous avons vu figure 38 que $\frac{d\sigma_d}{dE_1 d\Omega_1}$ présente deux divergences, l'une pour E_1 tendant vers zéro et l'autre pour E_1 tendant vers E_c c'est à dire pour E_2 tendant vers zéro.

Si la première disparaît du fait qu'un photon d'énergie e très faible ne peut sortir de la cible et que, d'autre part, le circuit de coïncidence qui suit D_1 présente un seuil au-dessous duquel il n'est pas déclenché, la seconde ne disparaît pas étant donné qu'il n'y a aucune limitation supérieure pour la détection du photon d'énergie E_1 et que nous ne nous occupons pas du second photon.

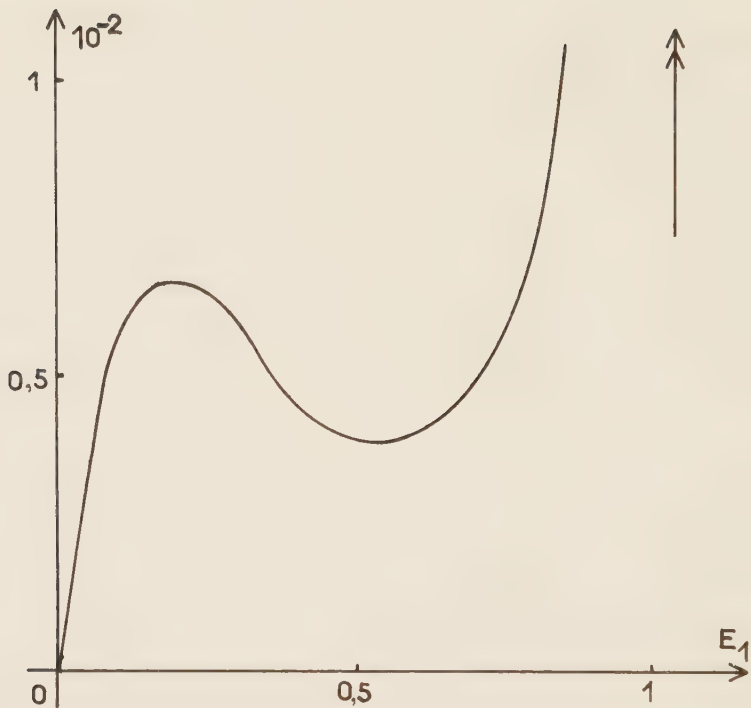


Figure 39 : Courbe représentative de $\frac{4 \pi}{\alpha r_0^2} \cdot \frac{dG_p}{dE_1} \cdot t \cdot G$ en fonction de E_1

Cette circonstance se présente dans toute expérience où l'effet Compton simple est détecté : il devrait y avoir une section efficace divergente puisque l'un des photons de l'effet double est détecté, cependant le spectre obtenu est bien déterminé. Ceci prouve que le phénomène de divergence infra-rouge est engendré par un défaut de la théorie et n'a pas de réalité physique.

Arrivés à ce point, nous sommes obligés de nous poser des questions sur la validité de l'électrodynamique quantique dans sa description des phénomènes où intervient la catastrophe infra-rouge.

L'expérience nous montre que la section efficace devrait tendre vers zéro ou du moins vers une valeur finie, car il subsiste une incertitude sur l'origine du pic que nous n'avons pu éliminer et qui correspond à l'énergie E_c . Or, la section efficace diverge lorsque E_1 tend vers E_c c'est à dire lorsque E_2 tend vers zéro. A partir de quelle valeur minimum de E_2 la section efficace théorique a-t-elle un sens ?

Nous avons vu qu'il est coutumier d'introduire un seuil arbitraire au-dessus duquel la théorie est supposée valable : $k_2 > k_m$. Ce seuil est, en général, imposé par le mode de détection et élimine donc la zone de la divergence infra-rouge ^(★). Mais l'expérience que nous analysons n'impose pas de restriction, et rend compte de la section efficace intégrée à partir de $k_2 = 0$. Nous avons fait l'intégration entre 50 keV, seuil imposé par le circuit de coïncidence à l'énergie du premier photon, et 450 keV, limite choisie arbitrairement pour éliminer la divergence due au second photon. Dans ces conditions, nous devrions avoir au maximum un taux de comptage : $N_d = 14,6 \cdot 10^{-4}$ coup par seconde. La surface du spectre nous conduit à $7,8 \cdot 10^{-2}$ coup/seconde, soit un comptage 50 fois plus important que les prévisions théoriques, mais ces dernières comportent une imprécision à cause de la présence de la divergence infra-rouge.

(★) Nous lisons dans HEITLER (He 54) : "That the limit k_m is arbitrary lies in the nature of the situation. We, or the experimentalist, must decide "when" a single extremely soft photon is physically different from the vacuum. In this sense no infra-red problem exists".

ANALYSE DES DEUX PHOTONS DIFFUSES PAR UNE CIBLE INERTE

Dans une expérience de ce type, nous ne sommes plus limités pour le flux des photons incidents et nous pouvons donc utiliser une source de grande activité. Le radioisotope de grande période le plus facile à obtenir avec une grande activité étant le ^{60}Co , c'est celui que nous avons utilisé. Nous disposons de cinq sources de 20 mC, soient 100 mC au total.

L'importance du flux incident nous permettait d'envisager l'étude de la section efficace différentielle en fonction de la distribution angulaire des photons diffusés, notre dispositif expérimental a donc été conçu dans ce but.

La source est placée derrière un collimateur en plomb de 15 mm de diamètre et de 24 cm. de longueur. L'épaisseur moitié de plomb pour les photons du ^{60}Co étant 11 mm., l'intensité des γ atteignant directement les détecteurs est $2^{21} \approx 2 \cdot 10^6$ fois plus faible que celle des γ tombant sur la cible fixée au bout du collimateur.

L'ensemble du collimateur et de la source peut tourner autour d'un axe horizontal passant par la cible (figure 40) ; le plan des détecteurs restant fixe, on peut ainsi faire varier l'angle φ entre le faisceau incident et ce plan.

Les détecteurs sont des cristaux de NaI(Tl) de 1".1" montés sur des photomultiplicateurs RCA 68.10. Ces détecteurs peuvent se mouvoir dans un plan horizontal autour d'un axe vertical passant par le centre de la cible. Nous pouvons ainsi faire varier l'angle ψ_{12} entre les deux détecteurs.

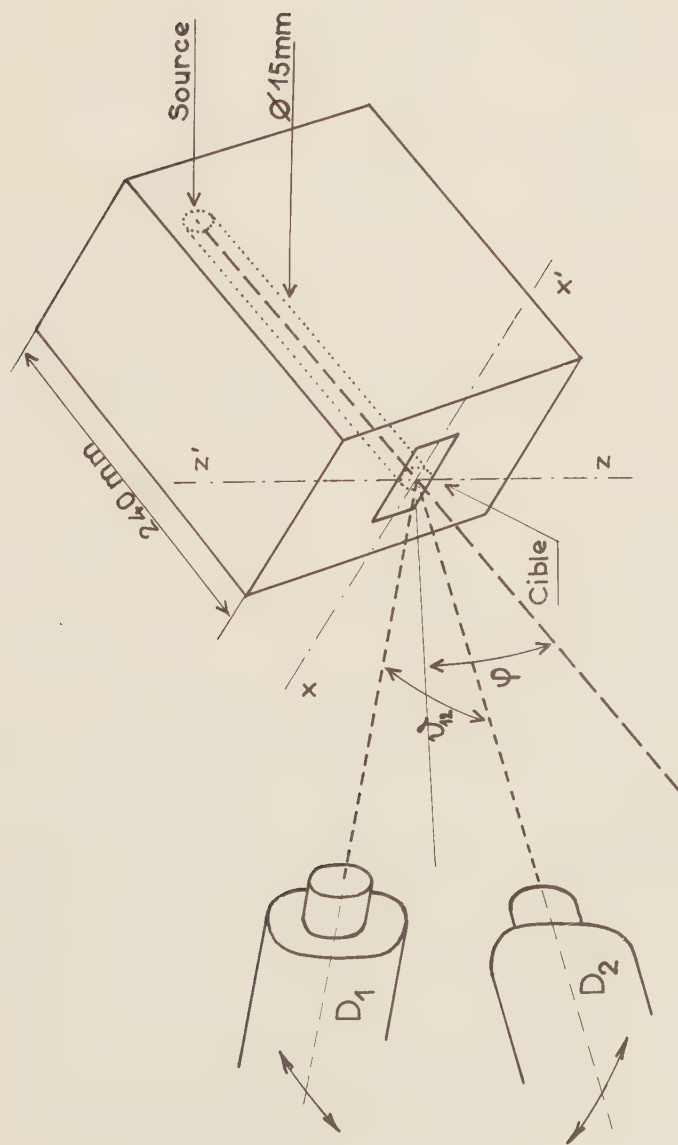


Figure 40 : Schéma de la géométrie de l'expérience d'analyse des deux photons diffusés par une cible inerte.

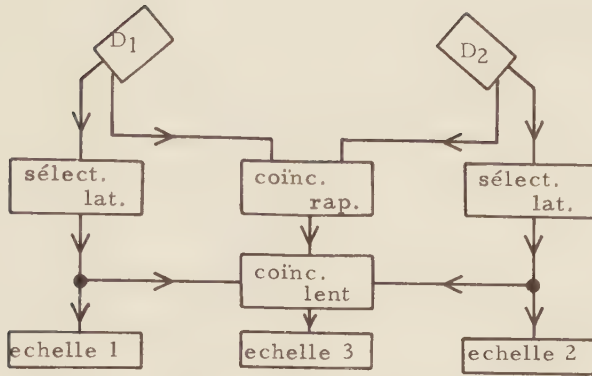


Figure 41 : Schéma de principe pour la détection des deux photons diffusés par une cible inerte.

Rappelons la relation qui existe entre les angles introduits théoriquement ϑ_1, ϑ_2 et ϑ_{12} et ceux intervenant directement dans l'expérience ϑ_{12}, φ dans le cas où nous étudions une diffusion symétrique $\vartheta_1 = \vartheta_2 = \vartheta$. Nous avons :

$$\cos \varphi = \frac{\cos \vartheta}{\cos \frac{\vartheta_{12}}{2}}$$

Pour éliminer les diffusions γ d'un cristal dans l'autre, nous avons placé entre eux deux blindages en plomb de 3 cm. Pour $\vartheta_{12} = 84^\circ$, nous divisons par trois le taux des coïncidences fortuites. L'analyse des signaux délivrés par les détecteurs est effectuée par un circuit lent-rapide classique (figure 41) qui nous permet de définir la date d'un évènement correspondant à la détection de deux photons dont les énergies appartiennent à une bance bien définie, avec la précision en temps apportée par le circuit de coïncidence rapide $2\tau \sim 10^{-8}$ sec.

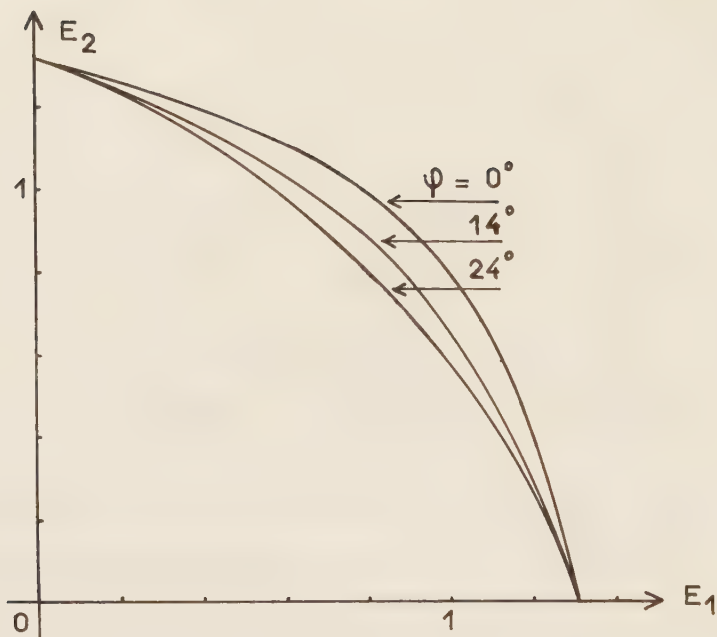


Figure 42 : Relation entre les énergies des deux photons pour $\varphi = 0, 14, 24^\circ$.

I - Etude théorique de l'expérience -

Nous nous proposons de faire deux séries de mesures, la première destinée à montrer qu'à ν constant la section diminue lorsque ν_{12} diminue donc lorsque φ augmente. La seconde pour montrer les variations de la section dans le plan $\varphi = 0$.

a) Efficacité de détection - Expérimentalement nous ne détectons les photons qu'au-dessus d'un certain seuil imposé par les circuits d'analyse, nous le fixons à 100 keV. Par suite de la relation entre les énergies des deux photons diffusés (figure 42), cette limite inférieure nous impose une limite supérieure au-delà de laquelle il est inutile de les analyser. Compte-tenu des angles où nous plaçons les détecteurs pour faire les mesures, il sera dans tous les cas inutile d'accepter des photons d'énergie supérieure à 640 keV. Ceci élimine aussi le pic d'absorption totale du Compton simple diffusé sous l'angle considéré.

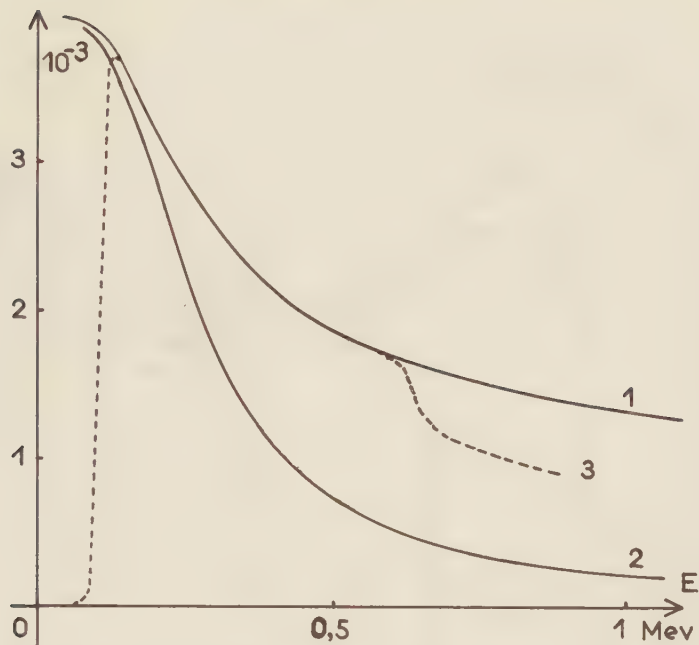


Figure 43 : Courbes représentatives des quantités:

$G. \frac{\Delta o}{4\pi}$ (1), $R. G. \frac{\Delta o}{4\pi}$ (2), $p(E) \frac{\Delta o}{4\pi}$ (3), pour un cristal de NaI(Tl) de 1".1" situé à 10 cm. d'une source ponctuelle.

Les sélecteurs latéraux ne laissent donc passer que des impulsions correspondant à des pertes d'énergie dans le scintillateur comprises entre 100 et 640 keV. Il nous faut ainsi évaluer le pourcentage des photons correspondant à cette bande d'énergie qui seront détectés simultanément par les deux voies.

Efficacité d'une seule voie - Nous avons utilisé les valeurs données par VEGORS et al. (Ve 58) pour un cristal de NaI(Tl) de 1".1" situé à 10 cm. d'une source ponctuelle. La probabilité pour un photon d'être détecté $G. \frac{\Delta o}{4\pi}$ est donnée courbe 1, figure 43 en fonction de son énergie, la probabilité d'être détecté dans le pic d'absorption totale $R. G. \frac{\Delta o}{4\pi}$ courbe 2, figure 43. La courbe 3 représente la probabilité qu'a le photon d'être compté, en tenant compte de la présen-

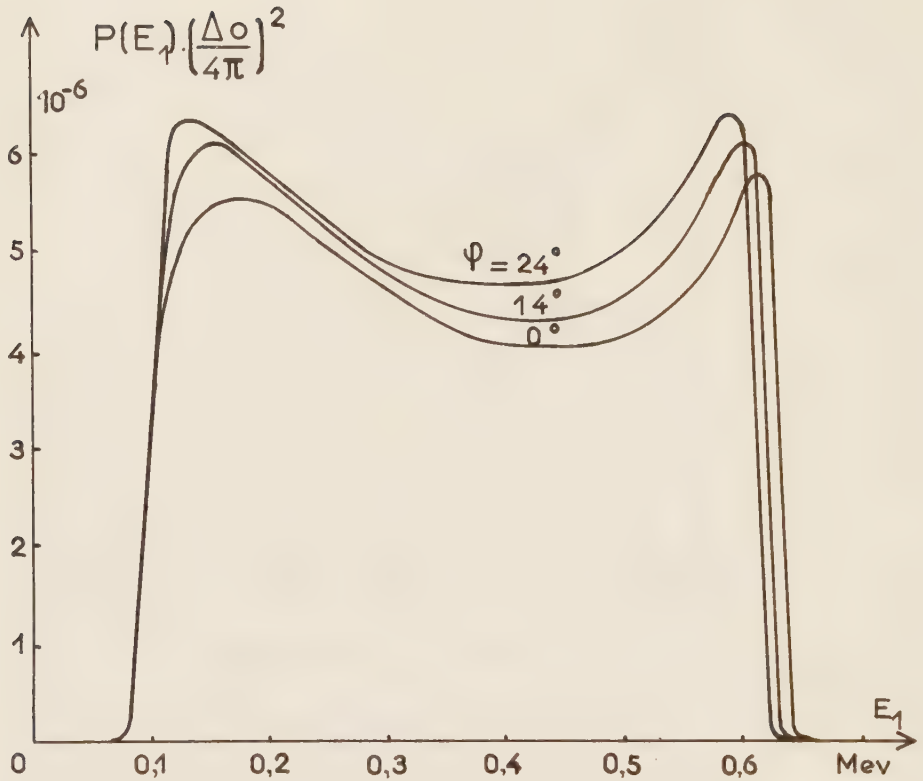


Figure 44 : Probabilité de détecter simultanément les deux photons de l'effet Compton double en fonction de l'énergie de l'un d'eux, pour les trois configurations géométriques étudiées.

ce du sélecteur à bande $p(E) \cdot \frac{\Delta o}{4\pi}$, aux extrémités de la courbe a été établie en tenant compte de la résolution du pic d'absorption totale en fonction de l'énergie.

Probabilité de détecter les deux photons du phénomène recherché - Les deux photons produits simultanément, ont des énergies reliées par $E_1 = f(E_2, \vartheta_{12}, \psi)$ ce qui nous permet de déterminer la probabilité de les détecter simultanément $p(E_1) \cdot \frac{\Delta o}{4\pi} \cdot p(E_2) \cdot \frac{\Delta o}{4\pi} = P(E_1, \vartheta_{12}, \psi) \cdot \left(\frac{\Delta o}{4\pi}\right)^2$. Les courbes relatives aux configurations géométriques choisies pour faire les mesures sont portées figure 44.

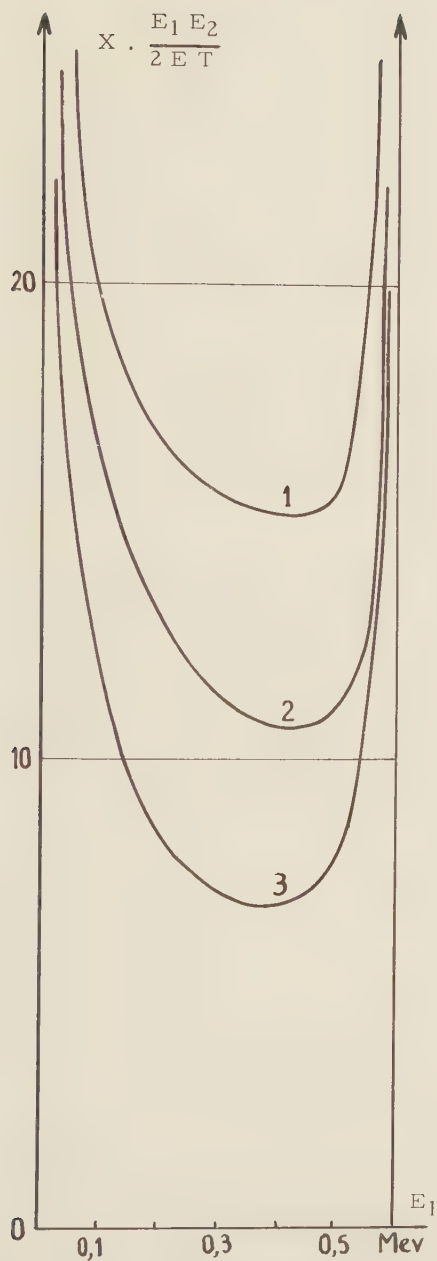


Figure 45 : Sections efficaces pour les géométries considérées.

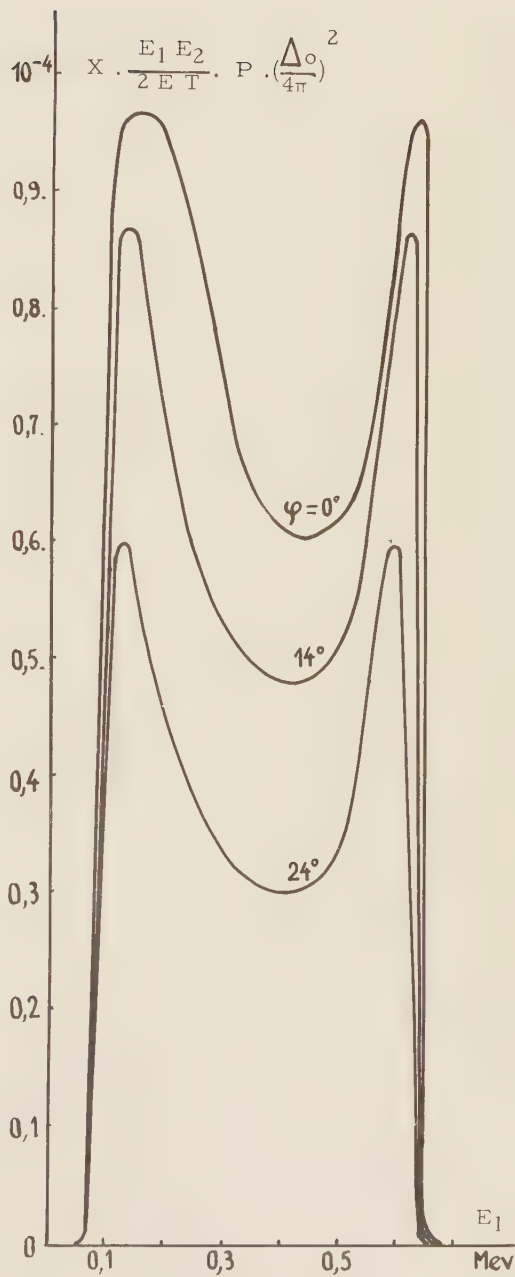


Figure 46 : Produit des probabilités de détection par les sections efficaces.

La connaissance de ces probabilités nous permet de multiplier en chaque point la section différentielle par $P(\Delta_0)^2$ correspondant avant d'effectuer l'intégration sur l'énergie. Les sections efficaces relatives aux expériences sont données figure 45. Après multiplication par les probabilités de détection, nous obtenons les courbes de la figure 46. Le résultat de l'intégration par rapport à l'énergie, c'est à dire la surface de ces courbes, intervient directement dans l'expérience et doit être proportionnel aux taux de comptage.

b) Coincidence accidentelles et parasites - Nous allons maintenant envisager les diverses corrections qu'il faudra apporter au taux de comptage pour qu'il représente seulement l'effet cherché.

Coincidence accidentelles - Nous inclurons sous cette appellation les coïncidences fortuites proprement dites, dues aux taux de comptage de chaque voie et au temps de résolution de l'électronique ; les coïncidences dues aux cosmiques ; celles dues à deux photons émis en cascade par la source et atteignant chacun un détecteur (négligeables). Le taux des coïncidences fortuites est obtenu simplement : les détecteurs et la source en place nous faisons un comptage sans mettre de cible.

Coincidence parasites - Il y en a de plusieurs types, nous allons les envisager successivement.

Effet Compton -

1/ Détection du photon et de l'électron de recul -

Cet effet peut intervenir dans les expériences où $\psi = 0$, en nous plaçant à $\theta = 42^\circ$, nous pouvons recueillir à la fois le photon diffusé sous 42° et l'électron de recul émis sous 39° qui emporte une énergie de 600 keV. Le parcours maximum des électrons de 600 keV étant de l'ordre de 0,2 g/cm², soit : 0,8 mm. d'Al, 0,23 mm. de Cu, 0,1 mm. de Pt, pour des cibles plus épaisses le phénomène doit disparaître.

2/ Coincidences fortuites dues à l'effet Compton -

Dans les expériences faites à θ constant, leur nombre est le même quelque soit θ . Le nombre d'effets Compton détectés par chaque voie est :

$$N_c = \sigma_s(\theta) \cdot p(E') \cdot \Delta \Omega \cdot A \cdot n$$

où : A = flux des photons incidents/sec.cm²
 n = nombre d'électrons cibles.

Dans l'expérience nous avons détecté les photons diffusés sous $\theta = 42^\circ$. Ils emportaient donc une énergie de 680 keV et la section de K.N. nous donne :

$$\sigma_s(42^\circ) = 2,66 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2.$$

La figure 43 nous permet de déterminer : $p(680) \cdot \frac{\Delta \Omega}{4\pi} = 1,15 \cdot 10^{-3}$. Nous avons donc :

$$N_c = 3,84 \cdot 10^{-28} \cdot A \cdot n$$

Soient, en coincidences fortuites :

$$f = 2 \tau N_c^2 = 2,88 \cdot 10^{-63} \cdot A^2 \cdot n^2 \text{ coup/sec.}$$

Nous en tiendrons compte lors de l'interprétation de l'expérience.

3/ Coincidences parasites dues à la source - Nous utilisons une source de ⁶⁰Co qui émet deux γ de 1,17 et 1,33 MeV, dans un intervalle de 10^{-11} sec., et sont donc susceptibles de produire deux effets Compton qui seront détectés en coincidence par notre électronique. Soient A_0 l'activité de la source et $\Delta \Omega$ l'angle solide sous lequel la cible est vue depuis la source ; le

nombre de photons tombant sur la cible par unité de temps est :

$$A = A_o \cdot \Delta 0 / 4 \pi$$

En supposant la distribution des deux photons isotropique , le nombre de paires de photons atteignant la cible par unité de temps est : $A_o \cdot (\frac{\Delta 0}{4 \pi})^2$ et la probabilité de détecter deux "Compton" simultanément est :

$$g = A_o \cdot \frac{(\Delta 0)^2}{(4 \pi)} \cdot (\sigma(\gamma) \cdot p(E') \cdot \Delta o.n)^2 = N_c^2 / 4 A_o$$

Nous pouvons donc comparer ces deux effets perturbateurs, nous avons :

$$f / g = 8 \tau A_o$$

la prédominance de l'un des effets par rapport à l'autre dépend donc du temps de résolution de l'électronique et de l'intensité de la source.

Rayonnement de freinage - Des coïncidences parasites peuvent être engendrées par le ralentissement, dans la cible ou dans les écrans protégeant les scintillateurs, des électrons mis en mouvement par effet Compton. Il est impossible d'en évaluer le taux ; mais à nombre d'électrons constant, cet effet croît avec le nombre atomique du matériau. Nous devons donc pouvoir le mettre en évidence en utilisant des cibles de Z différents.

Nous pouvons cependant prévoir que cet effet ne jouera pas un trop grand rôle du fait de la présence d'un seuil inférieur de détection fixé à 100 keV, pour les photons, et de ce que la section efficace décroît rapidement avec l'énergie du photon émis.

c) Absorption dans les cibles - Nous allons maintenant évaluer la possibilité pour les photons diffusés d'être absorbés dans la cible.

Nous partons des coefficients d'absorption totaux μ des photons (Da 55) portés figure 47 et nous en déduisons la probabilité minimum de sortie S pour les cibles que nous nous proposons d'utiliser :

Al.	$e = 0,1 \quad 0,2 \quad 0,3 \text{ cm}$	figure 48 - 1
Cu.	$= 0,195 \quad 0,26 \quad 0,1 \text{ cm.}$	figure 48 - 2
Pt.	$= 0,1 \quad 0,2 \quad 0,3 \text{ cm.}$	figure 48 - 3

En tenant compte de la relation entre les énergies des deux photons diffusés, nous évaluons leur probabilité de sortie simultanée de la cible P_s (figure 49). Nous voyons que pour les cibles d'Al. et pour les cibles de Cu. les plus minces, il est possible de définir une probabilité moyenne de sortie. Mais pour les cibles de Pt. et celles de Cu les plus épaisses, si nous voulons faire une étude quantitative, il faudra multiplier la section différentielle en chaque point par la probabilité de sortie correspondante avant l'intégration sur l'énergie. Les résultats sont portés figure 50.

II - Résultats et Interprétation -

a) - Essais de mise en évidence des radiations de freinage à l'aide de cibles de Z différents dans la configuration : $\psi_1 = \psi_2 = 42^\circ, \varphi = 24^\circ$

Dans cette configuration, nous avons essayé de déterminer l'influence des radiations de freinage en utilisant des cibles de Z différents. Les mesures ont été effectuées sur des périodes de 45 minutes, les résultats sont donnés ci-après :

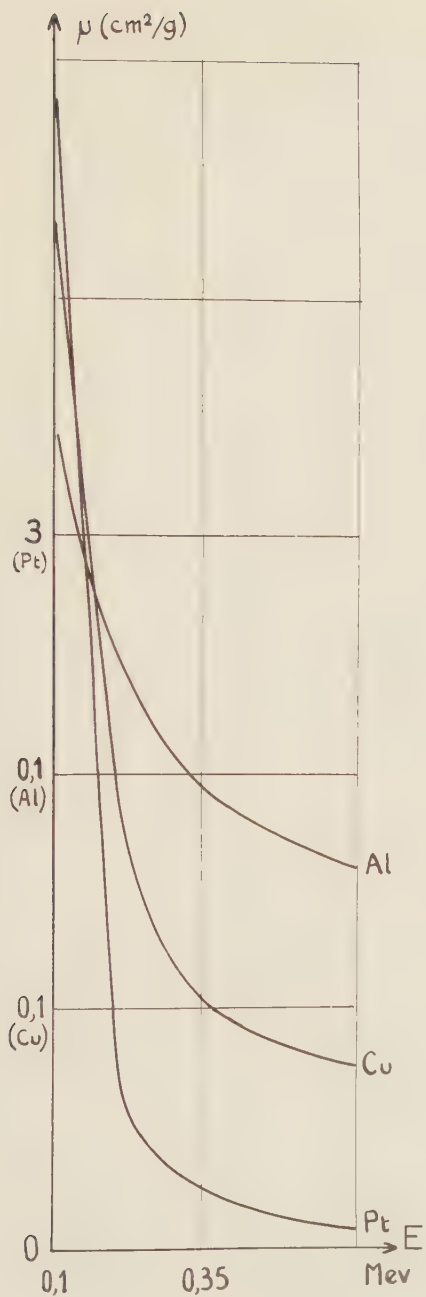


Figure 47 : Coefficient linéaire
d'absorption des photons
d'après (Da 55) .

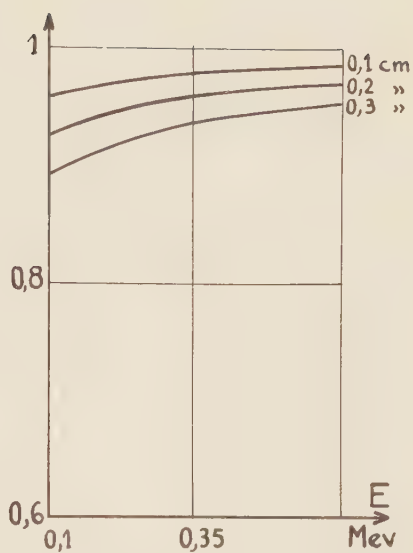


Figure 48-1 : Probabilité minimum,
pour les photons, de
sortir des cibles d'Al.

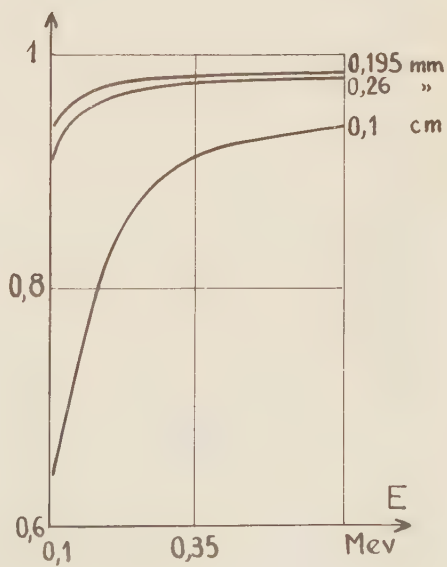


Figure 48-2 : des
cibles de cuivre.

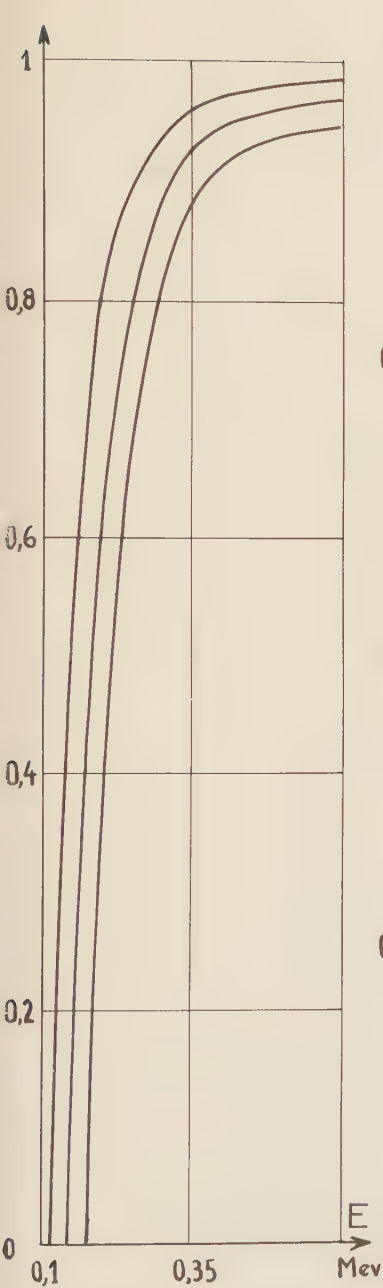


Figure 48-3 : Probabilité minimum,
de sortir des cibles de Pt.

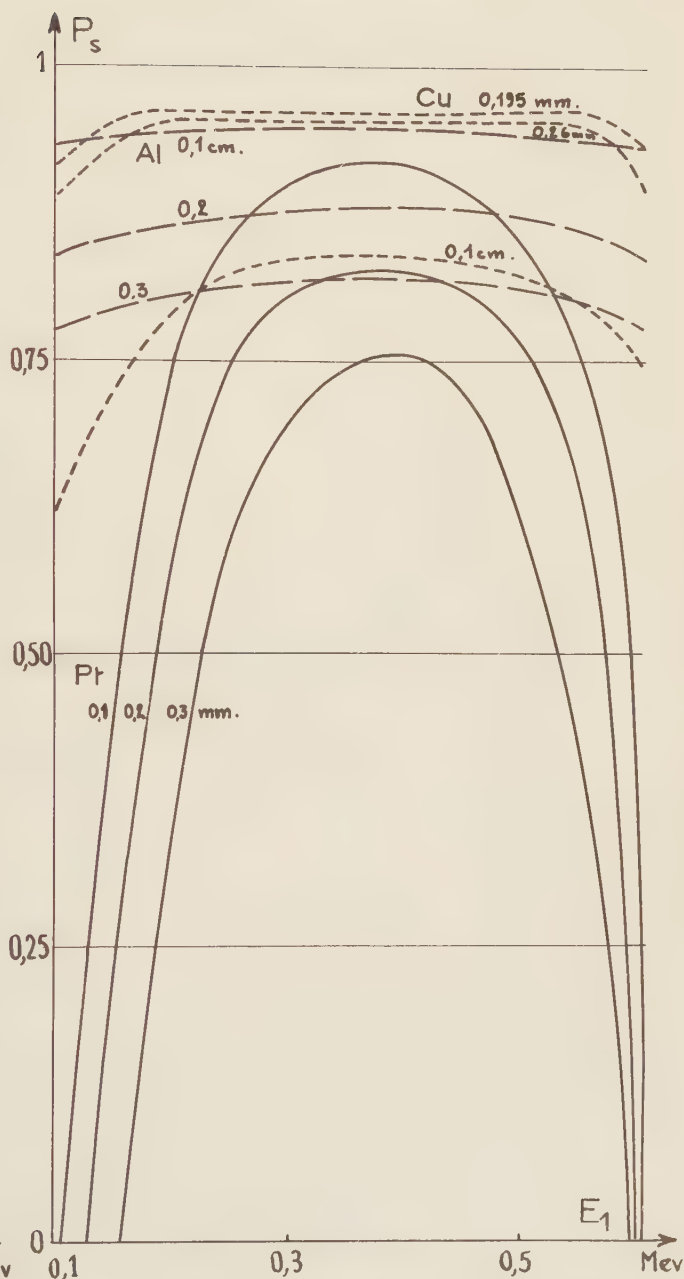


Figure 49 : Probabilité de sortir simulta-
nément des cibles pour un
couple.

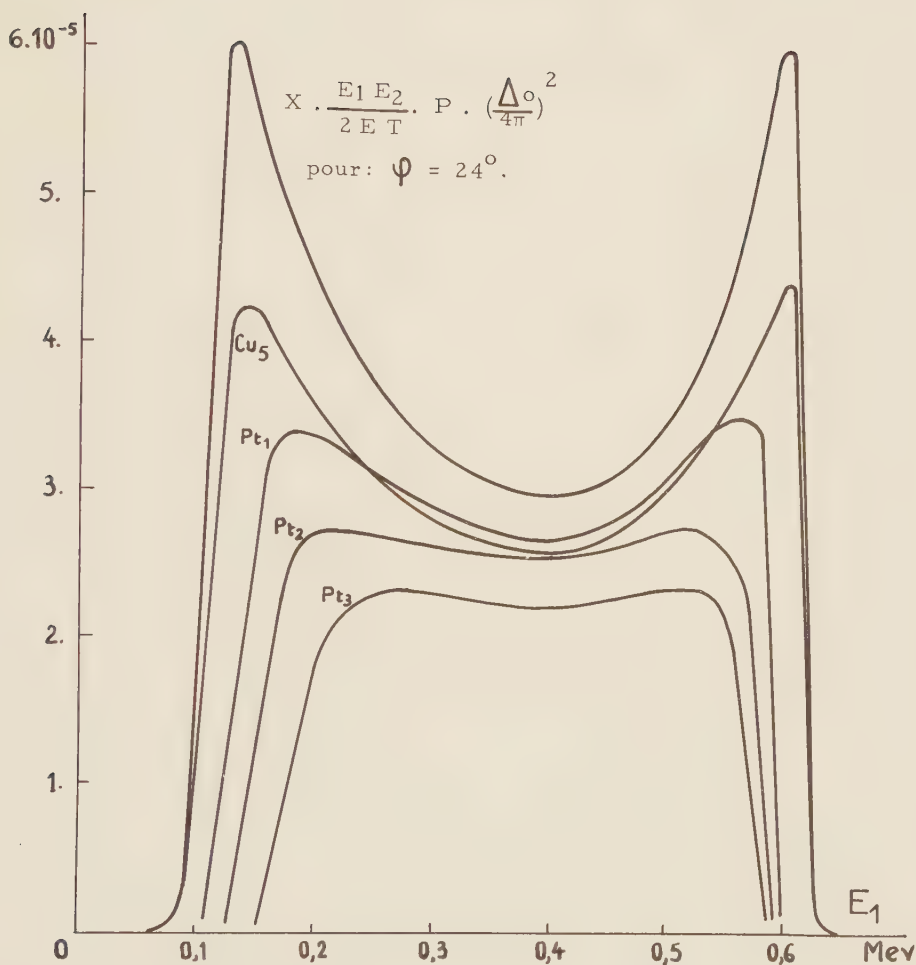


Figure 50 : Déformations apportées à la quantité $X \cdot \frac{E_1 E_2}{2 E T} \cdot P \cdot \left(\frac{\Delta^0}{4\pi} \right)^2$ pour $\varphi = 24^\circ$, en tenant compte de l'absorption provoquée par les cibles les plus épaisses.

Nature de la cible	Epaisseur en cm.	Nombre de coups en 45 mn.
Cuivre	$6,5 \cdot 10^{-3}$	423
"	$1,3 \cdot 10^{-2}$	469
"	$1,95 \cdot 10^{-2}$	496
"	$2,6 \cdot 10^{-2}$	518
"	10^{-1}	591
Aluminium	$6 \cdot 10^{-3}$	387
"	$1,2 \cdot 10^{-2}$	414
"	10^{-1}	544
"	$2 \cdot 10^{-1}$	639
"	$3 \cdot 10^{-1}$	605
Platine	10^{-2}	401
"	$2 \cdot 10^{-2}$	418
"	$3 \cdot 10^{-2}$	416
Sans Cible		359
"		368

Les points correspondants sont portés figure 51 en fonction du nombre d'électrons cibles. L'influence des radiations de freinage n'apparaît pas entre les comptages relatifs aux cibles d'Al. et ceux relatifs aux cibles de Cu, mais il faut noter deux choses :

- pour les cibles épaisses il y a une très grande atténuation qui ne sera pas compensé par les coefficients calculés pour l'absorption des photons dans la cible,

- la courbe relative au Pt est très basse mais dans ce cas, il faut tenir compte de l'absorption dans la cible.

b) Relation entre théorie et expérience - Nous allons évaluer maintenant le nombre de coups prévisible théoriquement :

$$N_d = \alpha r_o^2 \cdot A.n. \int_{\Delta E_1} X.E_1.E_2/2ET.P(E_1) \frac{\Delta o_1}{4\pi} \cdot \frac{\Delta o_2}{4\pi} .dE_1$$

par unité de temps.

L'intégrale représente la surface des courbes de la figure 46.
Nous avons :

$$A = 4,75 \cdot 10^6 / \text{sec.}$$

donc :

$$N_d = 1,12 \cdot 10^{-25} \cdot n. / \text{sec.}$$

La droite représentative de N_d en fonction de n est portée figure 51. Si nous tenons compte de l'absorption des γ diffusés dans les cibles, nous obtenons les courbes (1) pour l'Al, (2) pour le Cu, (3) pour le Pt. Nous constatons un écart de l'ordre de 8 entre les résultats expérimentaux et les prévisions théoriques pourtant ces dernières ont été évaluées avec précision ce qui n'avait pu être fait pour les expériences précédemment relatées.

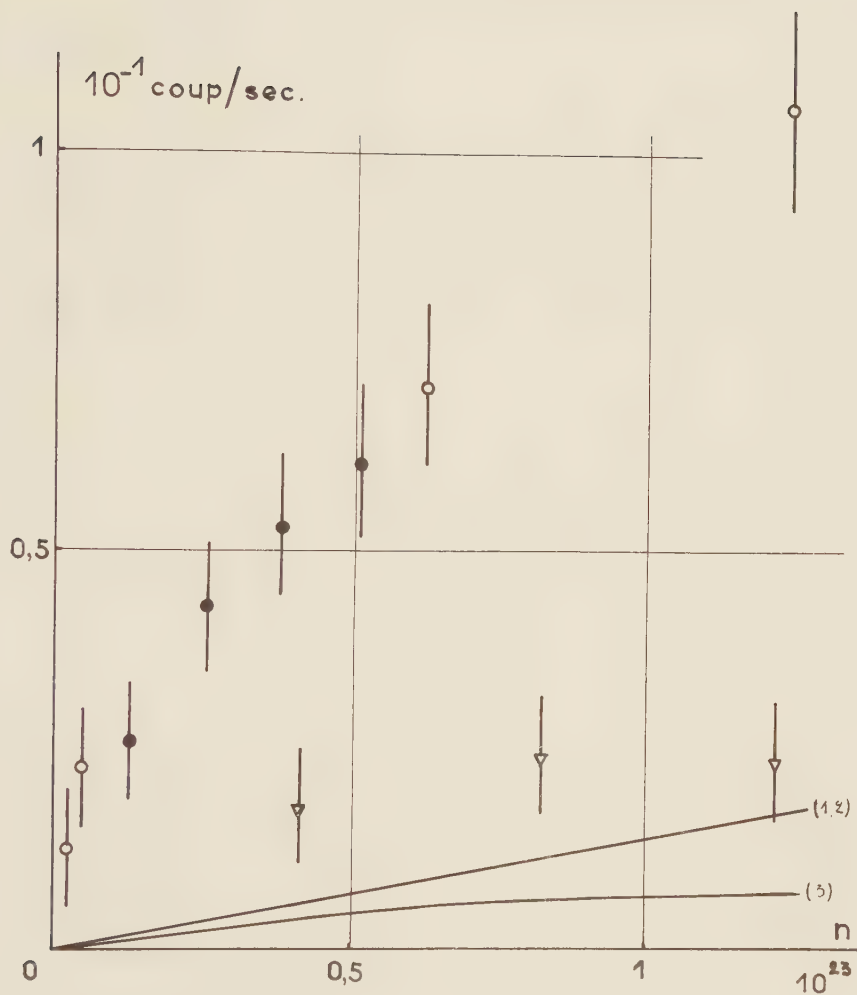


Figure 51 : Nombre de coïncidences en fonction du nombre d'électrons cibles, pour des cibles d'aluminium (○), de cuivre (●) et de platine (▽) .

c) - Etude de la section efficace en fonction de ψ , ν_1 et ν_2 -

étant maintenus constante -

Nous avons fait des expériences en faisant varier l'angle ψ tout en maintenant $\nu_1 = \nu_2 = 42^\circ$, pour avoir une idée de l'allure du phénomène observé dans l'espace. Nous n'avons utilisé que les cibles de cuivre qui ne nécessitent aucune correction d'absorption : le tableau ci-dessous donne les taux de comptage obtenus pour trois valeurs de ψ : 0, 14 et 24 degrés.

	0°	14°	24°
Fond	607	449	359
C ₁	742	494	423
C ₂	834	602	469
C ₃	879	604	496
C ₄	923	661	518
C ₅	1428	729	591
Fond	616	444	368

Les points correspondants sont portés figure 52. Malgré la mauvaise statistique nous pouvons constater que le phénomène observé décroît lorsque nous nous éloignons du plan pour lequel les deux photons diffusés et le photon incident sont coplanaires, c'est à dire pour $\psi = 0$. L'effet Compton simple

lui, reste constant puisqu'il ne dépend que de ψ et que cet angle est constant dans l'expérience, ce qui implique que les coïncidences parasites qu'il pourrait provoquer ont un taux constant.

Nous avons porté sur la même figure les comptages prévisibles théoriquement pour l'effet Compton double, il sont bien sur très au-dessous des résultats expérimentaux mais montrent que la section efficace décroît lorsque ψ croît. Expérimentalement nous voyons que la préférence semble encore plus marquée pour la diffusion vers l'avant puisque les valeurs relatives des pentes des droites ne correspondent pas pour $\psi = 14^\circ$.

$$\frac{N_d(14)}{N_d(0)} = 0,8$$

$$\frac{N_{\text{exp}}(14)}{N_{\text{exp}}(0)} = 0,6$$

$$\frac{N_d(24)}{N_d(0)} = 0,5$$

$$\frac{N_{\text{exp}}(24)}{N_{\text{exp}}(0)} = 0,55$$

Nous n'avons pas tenu compte jusqu'ici des coïncidences fortuites dues à l'effet Compton et des coïncidences parasites dues à la source dont nous avons parlé dans le paragraphe (b) de ce chapitre. Nous avons vu que le rapport des taux de comptage de ces deux effets parasites est donné par :

$$f / g = 8 \tau A_0$$

dans les conditions où ont été faites nos mesures, nous avons :

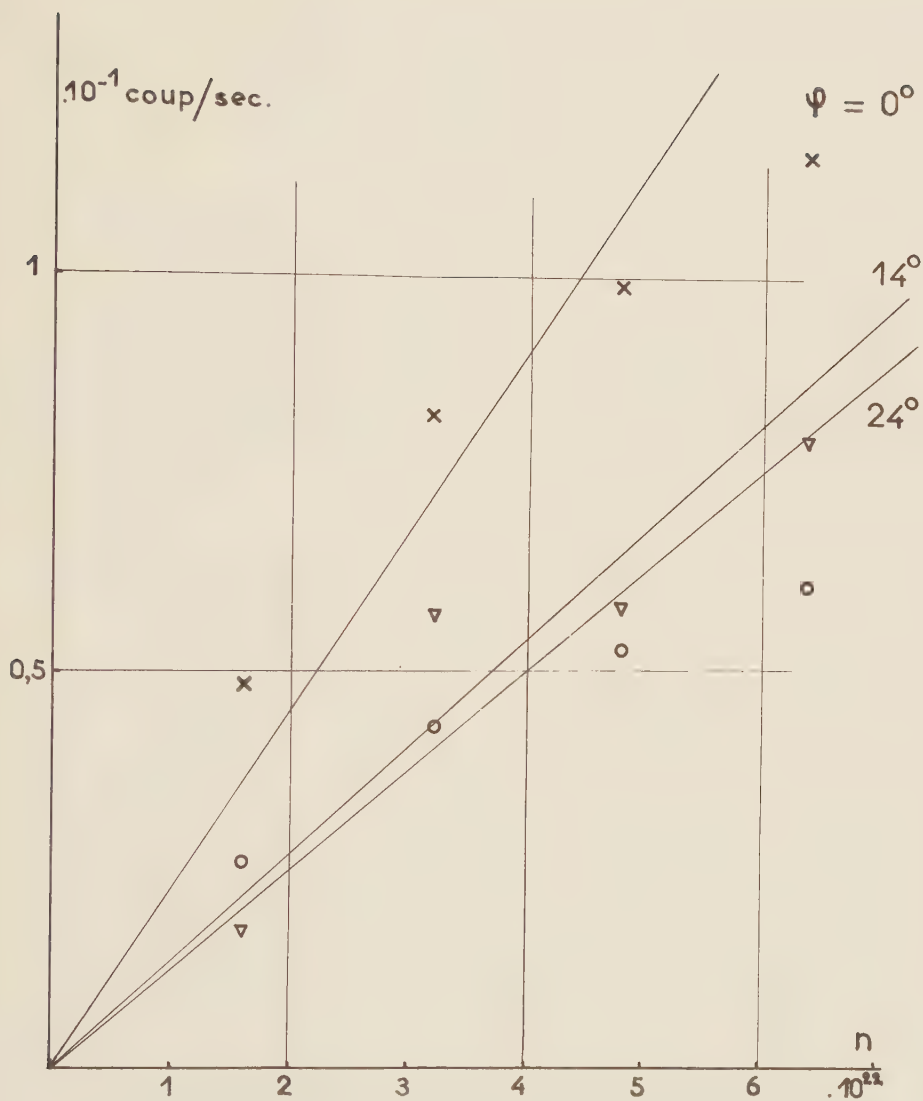


Figure 52 : Nombre de coïncidences en fonction du nombre d'électrons cibles pour différentes valeurs de l'angle φ entre le faisceau et le plan de diffusion des photons.

susceptibles de perturber nos comptages. Nous avons :

$$f = 2 \tau N_c^2 = 2,88 \cdot 10^{-63} \cdot A \cdot n^2 = 6,5 \cdot 10^{-4} \text{ sec.} \quad \text{pour } n = 10^{23}$$

Ceci semble négligeable.

Pour le vérifier, nous avons refait des mesures dans le plan $\varphi = 0$ avec $\psi_1 = \psi_2 = 35^\circ$ pour comparer avec les mesures faites à 42° , la section efficace de l'effet simple doit augmenter, celle de l'effet double doit au contraire diminuer. Expérimentalement, nous avons enregistré les résultats suivants :

$\psi_1 = \psi_2$	42°	35°
Fond	607	1022
C_1	742 (135)	1139 (117)
C_2	834 (227)	1188 (166)
C_3	879 (272)	1241 (219)
C_4	923 (316)	1252 (230)

Nous pouvons constater que le fond a beaucoup augmenté ce qui peut être attribué au fait que le faisceau incident irradie maintenant le plomb séparant les deux détecteurs, mais aussi que le taux des coïncidences diminue en passant de 42° à 35° . Si les coïncidences fortuites avaient une influence supérieure à celle prévue, les variations des taux de comptage seraient inversées, ou du moins tendraient à être masquées. Elle semblent donc bien négligeables. Nous noterons aussi que les variations enregistrées vont dans le sens prévu par la section efficace de l'effet Compton double.

CONCLUSION

L'étude avec trois détecteurs est la plus logique pour mettre en évidence un phénomène dans lequel sont émises trois particules. Dans une telle expérience l'étude de la section efficace différentielle est très imprécise à cause de la précarité des taux de comptage. Celle-ci provient de la présence des deux angles solides dans lesquels sont recherchés les deux photons:

- de la limitation du flux imposée par l'utilisation du détecteur de l'électron de recul comme cible,

- de la faible valeur de la section efficace. C'est ce que nous avons pu vérifier paragraphe IV, chapitre I.

Cette expérience ne peut donner un résultat qu'en admettant des angles solides suffisamment grands et en utilisant, comme seul critère de sélection, de retrouver l'énergie incidente dans la somme des énergies des trois particules détectées. D'après les résultats obtenus (paragraphe V), nous pouvons affirmer qu'il existe un phénomène tel que la somme des énergies enregistrées simultanément dans les trois détecteurs est égal à l'énergie incidente. Dans ce cas, c'est l'évaluation théorique qui devient imprécise à cause des trop grands angles solides et de la difficulté d'évaluer l'efficacité de détection du fait que la somme ne peut plus être considérée comme infiniment petite par rapport aux détecteurs.

En ne considérant que deux particules, nous avons montré que l'étude d'un photon diffusé est à priori possible. Les résultats expérimentaux (paragraphe 2A, chapitre II) nous confirment que lorsque nous limitons notre analyse en énergie à une borne inférieure à l'énergie de l'électron de recul de l'effet simple, il reste dans le spectre du photon diffusé, analysé en coïncidence, un fond continu qui peut être attribué à l'effet Compton double. Cette interprétation est confirmée par le fait que le spectre s'annule au delà de l'énergie maximum que peut prendre le photon.

L'analyse des deux photons diffusés est moins précise mais plus accessible. Moins précise car le seul critère de sélection utilisé vient de la coïncidence des signaux correspondant à des couples de particules situées dans les deux bandes d'énergie que nous fixons, plus accessible parce que nous pouvons utiliser un flux incident beaucoup plus élevé que dans les autres expériences. Nous avons alors pu envisager une étude de la section efficace différentielle en tenant compte des coïncidences parasites et de tous les paramètres qui interviennent dans l'expérience : absorption dans la cible, efficacité de détection. De cette étude (paragraphe 2B, chapitre II), il ressort qu'au point de vue qualitatif la loi de variation du minimum de la section efficace en fonction de l'angle entre le plan de diffusion et le faisceau incident, est à peu près vérifiée, c'est à dire que la section efficace tend à diminuer lorsque le plan des photons diffusés s'écarte de la direction incidente. D'autre part, lorsque tout le phénomène se passe dans un plan, les taux de comptage sont plus petits pour des angles de diffusion de 35° que pour 42° en accord avec la section efficace théorique.

Qualitativement, nos résultats vont dans le sens de ceux que prévoit la théorie mais quantitativement l'accord est moins bon puisque dans toutes les expériences les taux de comptage sont supérieurs à ceux que nous pouvions prévoir dans un rapport de l'ordre de 8 pour les ex-

périences qui se prêtent le mieux à une estimation théorique

Une étude générale de cet effet est donc difficile à réaliser en raison des trop faibles taux de comptage qu'il impose par rapport au fond dû aux coïncidences fortuites et parasites. Pour y remédier, il faut envisager des expériences dans lesquelles la géométrie est très mal définie, ce qui interdit de faire une comparaison valable avec la théorie. Dans tous les cas, cette comparaison est déjà imprécise par le fait que les paramètres qui reviennent dans toute expérience : efficacité des détecteurs, absorption dans les cibles,, n'interviennent pas de façon simple, puisqu'ils sont liés à l'énergie des photons émis par couple, et que cette énergie n'est pas unique mais appartient à un certain intervalle.

Ces difficultés ressortent évidemment dans tous les travaux de ceux qui nous ont précédés sur ce sujet et expliquent que cet effet soit mal connu.

BOEKELHEIDE (Bo 52) a fait une expérience dans les deux configurations géométriques suivantes : $\vartheta_1 = \vartheta_2 = 90^\circ$, $\vartheta_{12} = 43^\circ$ et 90° . Il sélectionnait les deux photons diffusés dans des bandes très étroites : 35 keV. Les angles solides sont assez mal définis car il utilisait une cible carrée de trois centimètres de côté et les détecteurs étaient des cristaux de NaI de 1"1/2 de diamètre situés à environ 15 cm. du centre de la cible. Ses résultats sont cependant intéressants puisqu'ils le conduisent à attribuer la valeur $2 \cdot 10^{-33} \text{ cm}^2$ à la section efficace différentielle et que d'après nos calculs théoriques, pour les conditions de son expérience, nous trouvons : $d\sigma_d = 2,4 \cdot 10^{-33} \text{ cm}^2$. Ce bon accord doit être attribué à la particularité suivante : le photon diffusé de l'effet simple a dans cette expérience l'énergie de celui du radioisotope ^{204}Hg . Ceci a permis une évaluation précise de l'efficacité de détection de l'effet simple pour l'évaluation du produit An.

Le travail de CAVANAGH (Ca 52) a été fait pour $\psi_{12} = \psi_2 = \psi_1 = 90^\circ$. L'expérience ne permet pas une estimation théorique précise car il a pris des angles solides de 0,5 stéradian : les taux de comptage sont 2,5 fois plus grands que l'évaluation théorique qu'il donne, en supposant une efficacité de détection de 100 % .

Le compte-rendu de l'expérience de BRACCI (Br 55) faite aussi pour $\psi_1 = \psi_2 = \psi_{12} = 90^\circ$, ne permet pas de faire une estimation à partir de la section efficace théorique. L'allure de la section différentielle en fonction de l'énergie de l'un des photons émis est identique à celle donnée par la théorie et conduit les auteurs à attribuer une section efficace par stéradian de 4.10^{-30} cm^2 .

L'expérience de THEUS et BEACH (Th 57) est plus générale au point de vue géométrique puisqu'ils l'ont faite pour $\psi_1 = \psi_2 = 40^\circ$ et 60° , ψ_{12} variant entre 0° et les valeurs maxima qu'il peut prendre dans ces deux configurations. Mais ils se bornent à l'étude du cas où l'un des photons émis est mou, pour cela ils ne tiennent compte que de la partie d'énergie maximum du spectre de l'un des photons détectés. Ils signalent un désaccord de l'ordre de 3 au bénéfice des résultats expérimentaux.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Le but de notre travail était l'étude de l'effet Compton double tant sur le plan théorique qu'expérimental. Dans une première partie nous en avons établi la section efficace suivant les règles de l'électrodynamique quantique. Les courbes représentatives de celle-ci en fonction de l'énergie d'un des photons émis présentent toutes un minimum caractéristique qui correspond à l'équipartition de l'énergie entre les photons. Nous avons fait une étude numérique de l'ordonnée de ce minimum de laquelle il ressort que le phénomène présente un effet directionnel d'autant plus marqué que l'énergie incidente est plus forte, et qu'il est avantageux pour des diffusions symétriques par rapport au faisceau incident. Nous avons décrit rapidement les effets de polarisation et évoqué le phénomène de catastrophe infra-rouge.

Dans la seconde partie, nous nous sommes attachés à mettre en évidence cet effet et à essayer de retrouver expérimentalement les caractéristiques prévues théoriquement.

Notre travail a consisté à rechercher un type d'expérience dans lequel l'effet Compton double apparaît directement, sans qu'il soit utile de remonter à la section efficace pour montrer son existence. Nous pensons l'avoir trouvé dans l'analyse de l'impulsion somme des impulsions délivrées par les trois détecteurs en coïncidence : l'énergie du faisceau incident réapparaît dans la somme des énergies perdues dans chacun d'eux.

Pour étudier la section efficace différentielle, il faut revenir aux expériences avec une cible inerte. Ceci nous a permis de montrer que qualitativement le phénomène détecté suit les variations prévues théori -

quement pour la section efficace. Compte-tenu de toutes les imprécisions précédemment évoquées, apportées dans l'évaluation des taux de comptage, et du désaccord de l'ordre de 8 par rapport à ceux effectivement enregistrés, il nous est difficile de porter un jugement sur la validité de la section efficace théorique.

Les autres types d'expériences que nous avons réalisées, montrent comment se manifeste cet effet dans la pratique et comment il peut jouer un rôle perturbateur dans l'étude expérimentale d'autres phénomènes. Son existence est donc surtout intéressante au point de vue théorique par la confirmation qu'il apporte aux théories quantiques qui prévoient la possibilité de production multiple de particules.

BIBLIOGRAPHIE

- (Bo 52) BOEKELHEIDE
Ph. D. Thesis, State Univ. Iowa, (1952)
- (Br 52) BROWN L.M., FEYNMAN R.P.
Phys. Rev., 85, p. 231, (1952)
- (Br 55) BRACCI A., COCEVA C., COLLI L., DUGNANI LONATI R.
Nuovo Cimento, 1, p. 752, (1955)
- (Ca 52) CAVANAGH P.E.
Phys. Rev., 87, p. 1131, (1952)
- (Ca 55) CAVANAGH P.E.
 β and γ ray spectroscopy (Siegbahn, ed.)
North-Holland Publ., Amsterdam, (1955)
- (Ca 60) CARRASSI M., PASSATORE G.
Nuovo Cimento, 16, p. 811, (1960)
- (Ca 61) CARRASSI M., PASSATORE G.
Nuovo Cimento, 22, p. 1316, (1961)
- (Co 48) CORINALDESI E., JOST R.
Helv. Phys. Acta, 21, p. 83, (1948)
- (Cr 60) CROUTHAMEL C.E.
Applied γ ray spectroscopy
Pergamon Press, Londres, (1960)
- (Da 55) DAVISSON C.M.
 β and γ ray spectroscopy (Siegbahn, ed.)
North-Holland Publ., Amsterdam, (1955)
- (Da 56) DAVIDON C.E., FRANK R.B.
Rev. Sci. Instr., 27, p. 15, (1956)

- (El 46) ELIEZER C.S.
Proc. Roy. Soc., 187, p. 210, (1946)
- (He 34) HEITLER, NORDHEIM
Physica, 1, p. 1059, (1934)
- (He 54) HEITLER
Quantum theory of radiations
Clarendon Press, Oxford, (1954)
- (Le 54) LEWIS, WELLS
Millimicrosecond Pulse Techniques
Pergamon Press, Londres, (1954)
- (Ma 52) MANDL F., SKYRME T.H.R.
Proc. Roy. Soc., 215, p. 437, (1952)
- (Ma 55) MADEY R.
Rev. Sci. Inst., 26, p. 915, (1955)
- (Ma 59) MAJUMDAR R.C., MATHUR V.S., DHAR J.
Nuovo Cimento, 12, p. 97, (1959)
- (Sc 50) SCHAFFROTH M.R.
Helv. Phys. Acta, 13, p. 542, (1950)
- (Th 57) THEUS R.B., BEACH L.A.
Phys. Rev., 106, p. 1249, (1957)
- (Th 57) de TOLLIS B., LIOTTA R.
Nuovo Cimento, 9, p. 947, (1957)
- (Ve 58) VEGORS D.H., MARSDSEN L.L., HEATH R.L.
Phillips Petroleum Co Report, IDO 16370, (1958)

Deuxième Partie - ETUDE EXPERIMENTALE -

Introduction -	47
Chapitre I - Etude avec trois détecteurs -	52
1) Taux de comptage prévisible à partir de la section efficace théorique	54
2) Dispositif expérimental	58
3) Circuits d'analyse	59
4) Etude de l'électron de recul	62
5) Sommation des impulsions fournies par les trois détecteurs	68
Chapitre II - Etude avec deux détecteurs -	73
A - Analyse de l'électron de recul et d'un photon diffusé	74
1) Analyse de l'électron de recul	74
2) Analyse d'un photon diffusé	76
3) Comparaison avec la théorie	80
B - Analyse des deux photons diffusés par une cible inerte	84
1) Etude théorique de l'expérience	86
a) Efficacité de détection	86
b) Coïncidences accidentelles et parasites	89
c) Absorption dans les cibles	92
2) Résultats et Interprétation	92
a) Essais de mise en évidence des radiations de freinage	92
b) Relations entre théorie et expérience	94
c) Etude de la section efficace en fonction de ν_{12}	95
Conclusion -	99
Conclusion Générale -	103
Bibliographie -	105

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
<u>Sommaire</u>	1
<u>Première Partie - ETUDE THEORIQUE -</u>	
<u>Introduction</u> -	6
<u>Chapitre I - Etablissement de la section efficace différentielle</u> - ...	9
1) Calcul de l'amplitude de la probabilité de transition	9
2) Calcul de la probabilité de transition	16
3) Sommation sur les états de polarisation des photons	25
4) Calcul de la section efficace différentielle	27
5) Relation entre les énergies des particules de l'état final	31
<u>Chapitre II - Etude de la section efficace différentielle</u> -	32
1) Position du problème	32
2) Variations de s dans l'espace pour une énergie incidente constante : $E = 2$	34
3) Variations de s avec l'énergie des photons incidents	36
4) Etat de polarisation des photons en fonction de leur dis- tribution angulaire et de l'énergie incidente	37
5) Le problème de la divergence infra-rouge	39
<u>Conclusion</u> -	45

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

INTERPRETATION THEORIQUE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX
DE LA DIFFUSION ELASTIQUE PROTON-PROTON

Vu :
Les Membres du Jury

A. SARAZIN
J. LAFOUCRIERE
M. MAITROT

Vu et Approuvé :
Le Doyen de la Faculté des Sciences

J. BRACONNIER

Vu et Accordé le permis d'imprimer
Lyon, le Janvier 1963

Le Recteur
Président du Conseil de l'Université

P. LOUIS

LMD
99, Av. de Saxe, LYON
Dépôt Légal - Janvier 1963

LM D
99, Av. de Saxe, LYON